

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº	AÑO
1	1984

00.84.01
(01.84.00)
(02.84.00)

CNEA NT - 2/84

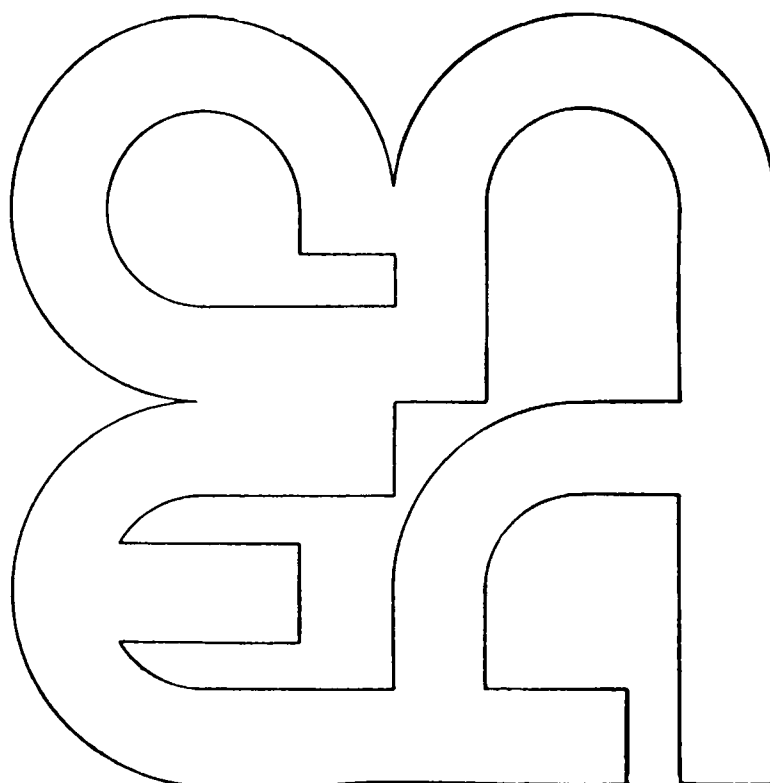
Informe de Actividades 1982 - 1983 Departamento de Física

Comisión Nacional
de Energía Atómica

Dirección de
Investigación y Desarrollo

Gerencia de
Investigaciones

Buenos Aires - Argentina
1984



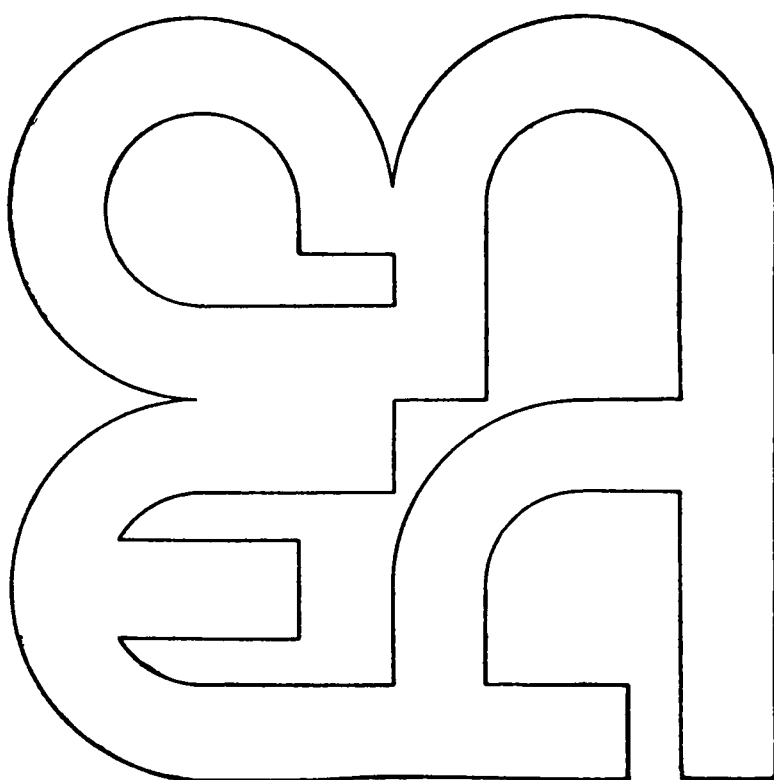
Informe de Actividades
1982 - 1983
Departamento de Física

Comisión Nacional
de Energía Atómica

Dirección de
Investigación y Desarrollo

Gerencia de
Investigaciones

Buenos Aires - Argentina
1984



Introducción

El período 1982-1983 ha sido singular en la vida de nuestro país y los importantes acontecimientos que ocurrieron en el mismo no pudieron dejar de tener impacto en el Departamento de Física.

Las crecientes dificultades de orden económico que se vieron agravadas por el conflicto en el Atlántico Sur, particularmente en el sector externo, afectaron significativamente al Proyecto TANDAR por encontrarse aún en etapa de ejecución. No obstante ello, durante 1982 pudieron concluirse las obras locales y así, en abril de 1983, efectuarse las pruebas de voltaje del terminal del acelerador durante las que se llegó al interesante valor de 24,7 MV, resultado que pudo ser anunciado a la Conferencia Internacional sobre Aceleradores que se realizaba en esa época en Daresbury, Inglaterra.

Cumplida esa prueba, se procedió al montaje de los tubos de aceleración y a sus ensayos de vacío durante las que surgieron dificultades con algunos componentes de las estaciones de bombeo, en particular con las bombas de sublimación, que fue necesario superar. Paralelamente, se efectuaron reparaciones y mejoras en equipos de diseño o construcción defectuosa incorporados al terminal, tal el triplete desaplazado selector de cargas y se avanzó decisivamente en el completamiento del sistema de control. Para fines de diciembre de 1983 se ultimaban los preparativos para probar el vacío en los tubos de aceleración con SF₆ a presión dentro del tanque y realizar, subsiguientemente, las pruebas de voltaje con tubos y la primera pasada de un haz por la máquina.

Una seria preocupación la constituyen las dificultades para la adquisición de equipos importados destinados a las líneas experimentales para cuya solución se están aplicando esfuerzos tendientes a hacer máxima la participación de la industria local en la provisión de los equipos. Una decisión importante en este aspecto ha sido la contratación con INVAP S.E. para construir en el país el espectrómetro magnético de cuya importación fue necesario desistir.

La feliz experiencia en cuanto a la formación de físicos jóvenes que constituyó el programa de capacitación iniciado junto con el Proyecto TANDAR, tal como se mencionara en la Introducción al Informe 1980-1981,

indujo al Departamento a organizar una escuela de post-grado para la cual se ha realizado ya la primera selección de becarios quienes iniciarán sus cursos y trabajos en enero de 1984.

Continuó asimismo en el bienio la celebración de reuniones de trabajo en física nuclear con participación activa de colegas latino-americanos y la colaboración también, en la de 1982, de J.Ball y J.Axe de Oak Ridge, H.Mang de la Universidad de Munich y R.Levine de la Universidad Hebrea.

Un hecho para destacar de la reunión de 1983, con participación únicamente de latino-americanos, es que se llevó a cabo en la Sala de Reuniones ubicada al tope de la torre del edificio del Proyecto TANDAR.

A partir de marzo de 1983 la mayor parte del personal del Departamento ha ocupando las instalaciones del Sector A pertenecientes al Proyecto. La imposibilidad de continuar con las obras del Sector B del mismo edificio ha obligado a postergar el traslado de la División Física del Sólido la que pudo, sin embargo, mejorar sus instalaciones en la Sede Central de la CNEA por ocupar varios de los locales que pertenecieran a Física Nuclear.

Prosiguieron también, pese a las crecientes dificultades económicas, los trabajos en colaboración con grupos de investigación de la Universidades del país y con laboratorios del exterior, iniciados en años anteriores.

El resultado de los esfuerzos realizados en estos dos años puede vislumbrarse a través de las páginas que siguen. Contra lo que hubiera sido nuestro deseo y era nuestra esperanza cuando preparábamos el Informe anterior, no hemos podido dar cuenta en éste de trabajos efectuados con el Acelerador de Iones Pesados. Esperamos hacerlo en el próximo.

Hay un hecho, ocurrido en este período que puede llamar la atención de quienes conocen poco a nuestro grupo. Una nueva firma aparece al pie de esta Introducción, lo cual implica el cambio de Jefe del Departamento. Tal cambio no tiene otro sentido que el de una redistribución de tareas entre sus miembros. No ha habido, ni habrá, revisión de objetivos, ni de políticas; solo espero que se mantenga y se afiance, pese al crecimiento experimentado en estos últimos lustros, el mismo espíritu que alentó al viejo Departamento de Física Nuclear de las décadas del 50 y del 60 y que Mario Mariscotti supo impulsar durante su larga y proficua gestión.

No puedo terminar este comentario sin referirme a la particular significación que adquiere para quienes estuvimos involucrados en el Proyecto TANDAR, el retorno a la vigencia de las instituciones democráticas que

avala nuestra fe permanente en el futuro del país y en su capacidad de recuperación y nos da la satisfacción de haber contribuido a la ejecución de una obra que permitirá a las nuevas generaciones de físicos argentinos disponer de una herramienta poderosa para realizar su labor de investigación en momentos en que la actividad creativa se ve alentada por el ambiente de libertad de que hoy gozamos en todos los órdenes.

Como en el informe anterior, visto su muy eficiente desempeño en él, el trabajo editorial fue encomendado a Marta Perez que contó con la valiosa colaboración del Sr. Binda en la impresión. Agradecemos a L. Blanco, M.T. Carmuega, G. Escríva y N. Nuñez la transcripción de los manuscritos.

Emma Pérez Ferreira
enero 1984

Tandar

- I Acelerador de iones pesados
- II Laboratorios de apoyo
- III Instrumental para salas experimentales

I. ACELERADOR DE IONES PESADOS

I.1 INSTALACIONES ELECTROMECHANICAS PARA EL PROYECTO TANDAR

N.Fazzini, H.Gonzalez, J.Nicolai, R.Requejo, S.Tau y E.Ventura

Durante los años 1982/83 se realizaron la totalidad de las obras de montaje electromecánico del TANDAR.

El personal de CNEA participó en la elaboración de cronogramas, seguimiento de obras y pruebas de inspección y aceptación.

Las instalaciones pueden dividirse en dos grandes grupos: eléctricas y mecánicas.

Dentro de las primeras pueden mencionarse como items destacados los siguientes rubros:

- a) Instalación y conexionado de tres transformadores de 13.2/0.4 KV de 1500 KVA cada uno.
- b) Montaje y conexionado de más de 400 paneles y tableros eléctricos.
- c) Sistemas de iluminación normal y de emergencia.
- d) Cableado de señal y control para el acelerador y las áreas experimentales.
- e) Tendido de canalizaciones para los cableados de potencia, control y señal de la planta.

Entre las obras mecánicas se enumeran los siguientes sistemas, en los que se incluye montaje de equipos y cañerías.

- a) Agua de refrigeración.
- b) Agua desmineralizada.
- c) Aire comprimido de planta y de instrumentos.
- d) Red de gas natural.
- e) Sistemas de aire acondicionado centrales y de fan-coil.
- f) Telefonía.
- g) Sistemas de alarma.
- h) Sistemas de prevención de incendios.

Además se montaron algunos equipos de características notables como las puertas de blindaje de la torre principal, con 200 Tn de desplazamiento total, un puente grúa de 5 Tn, dos calderas para servicios varios, etc.

Todos estos sistemas se hallan actualmente bajo operación de rutina.

I.2 MONTAJE DEL ACELERADOR ELECTROSTATICO DE IONES PESADOS

N.Fazzini, H.González, R.Requejo, S.Tau, E.Ventura

Durante 1982, ya montadas la columna de aceleración, el inyector y el imán analizador se trabajó fundamentalmente en el completamiento de estructuras auxiliares y también en el tendido y conexionado de los sistemas eléctricos de fuerza motriz, control y señal que conectan el acelerador con su consola de comando.

En abril de 1983 se llevó a cabo la prueba de alta tensión de la columna, tendiente a determinar la máxima tensión a alcanzar por la misma en un rango variable de presiones de SF_6 .

Previamente, el sistema de medición de voltage (GVM), había sido calibrado utilizando un método de divisor capacitivo.

El tanque fue presurizado con SF_6 en diez pasos entre $1,3 \text{ Kg/cm}^2$ a (4,2 psig) hasta $9,8 \text{ Kg/cm}^2$ a (125 psig). En cada punto el potencial del terminal fue lentamente llevado hasta el valor de ruptura.

Se produjeron un número razonable de chispas hasta determinar el máximo valor de voltage para cada presión.

El máximo valor de voltage alcanzado fue de 24.7 MV para 80 psig de presión de SF_6 .

Este valor fue considerado satisfactorio y se dió por finalizada la prueba de alta tensión.

A partir de allí continuó entonces el montaje del acelerador. A tal fin la máquina se dividió en tres sectores:

- 1) Línea de baja energía: entre el inyector y el tanque de presión.
- 2) Tubos de aceleración y componentes dentro del tanque (ejes aislantes, barras de control, etc.)
- 3) Línea de alta energía: entre el tanque y las líneas experimentales.

Los componentes de la línea del haz incluyen las estaciones de bombeo, formadas por bombas iónicas y de sublimación. Cada línea, incluyendo los tubos de aceleración, se sometieron a un calentamiento y luego se evacuaron manteniéndose desde entonces bajo alto vacío.

A principios de 1982 se instalaron 3 de los 7 racks que posee la consola de control principal en el nivel 53 de la torre, con ellos fue posible llevar a cabo las primeras pruebas de alta tensión del acelerador y la puesta en marcha del inyector con una de las fuentes de iones. Una vez finalizadas dichas pruebas, los racks fueron trasladados a su posición definitiva en la sala de control donde se continuó con el cableado y ensamble general de la consola y montaje de componentes en la línea del haz.

En la actualidad, el inyector se opera totalmente desde esta posición al igual que una gran cantidad de parámetros exteriores al tanque del acelerador y, de los interiores, aquellos que son controlados por varillas.

El sistema de control basado en una micro-computadora con el cual es posible controlar los parámetros interiores al tanque y leer el estado general del acelerador fue totalmente probado en banco, actualmente se están montando todos los componentes. Se espera que en unas pocas semanas este funcionando totalmente.

Simultáneamente se trabajó en el montaje de cinco líneas experimentales que se encuentran en distintas etapas de armado. Para algunas de éstas líneas se desarrollaron equipos y dispositivos varios.

Se conectaron los elementos de las líneas del haz a los servicios generales del edificio (aire comprimido, agua de refrigeración, etc), y actualmente se están finalizando las tareas tendientes al cierre del tanque de presión a fin de someter a la columna a las operaciones de condicionamiento previas al test con haces de iones.

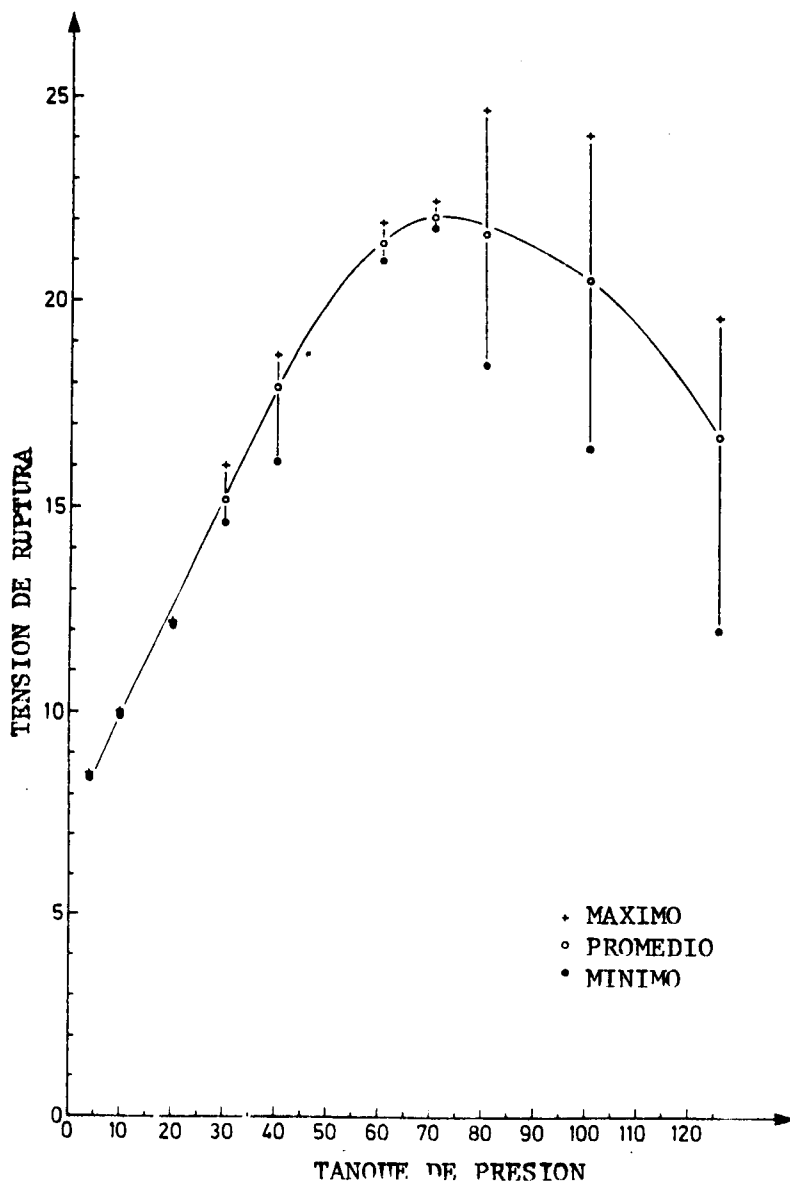


Figura 1

I.3 EL INYECTOR Y FUENTES DE IONES

A.Tersigni, M.González

El inyector es un conjunto de equipos instalados dentro de una configuración cilíndrica, destinado a la obtención y conformación de un haz de iones negativos, para ser luego acelerados en un acelerador tipo tandem.

Para estos fines se dispone de lo siguiente: la fuente de iones propiamente dicha, la óptica necesaria para extracción, enfoque y aceleración de aquellos, las placas deflectoras, las cajas de Faraday y las lentes electrostáticas para hacer pasar adecuadamente el haz a través de un imán analizador de 90°.

Todos estos elementos están levantados de tierra con un potencial de aproximadamente -300 Kv y por último un tubo preacelerador que acelera los iones con una energía final de aproximadamente 330 keV una vez separados según su masa y su carga antes de entrar en el tandem.

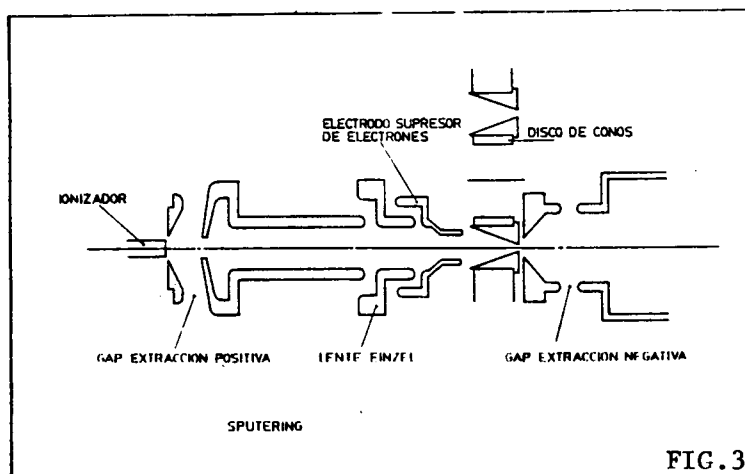
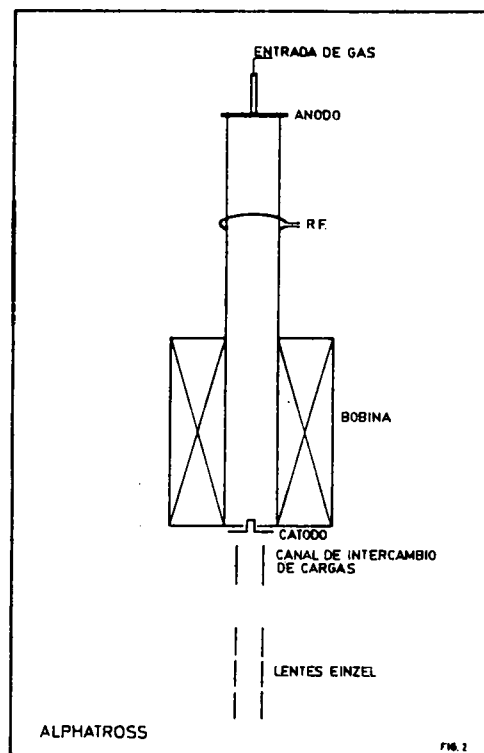
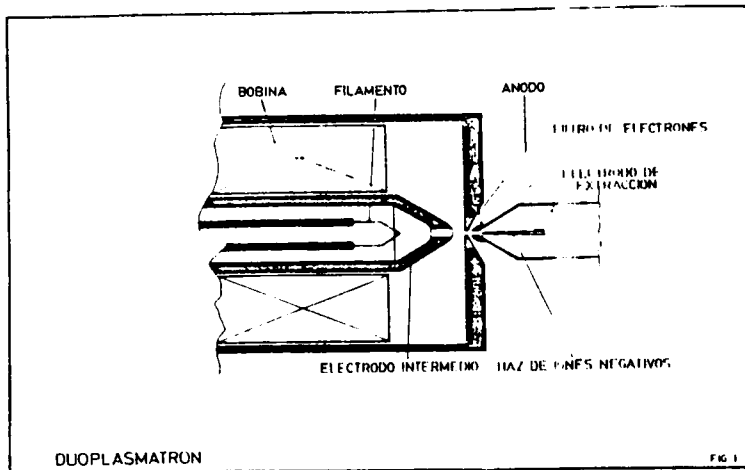
Debido a la variedad de iones acelerables, en estos tipos de aceleradores resulta necesario disponer de más de una fuente de iones para obtener la mayor cantidad posible de éstos.

Actualmente el Proyecto TANDAR dispone de tres fuentes de iones cuyas performances pueden apreciarse en la tabla 1.

Haces de iones esperados

Fuente de iones		
Duoplasmatron	Sputtering	Alphatross
H ⁻	H ⁻	He ⁻
O ⁻	O ⁻	
F ⁻	F ⁻	
I ⁻	I ⁻	
Cl ⁻	Cl ⁻	
Br ⁻		
	Li ⁻	
	S ⁻	
	B ⁻	
	C ⁻	
	Si ⁻	
	Ni ⁻	
	Cu ⁻	
	Au ⁻	
	NH ⁻	
	MgO ⁻	
	AlO ⁻	
	CaH ⁻	
	MnO ⁻	
	FeO ⁻	
	ZnO ⁻	
	Ge ⁻	
	Se ⁻	
	MoO ₃ ⁻	
	CdO ⁻	
	InO ⁻	
	WO ₃ ⁻	
	ReO ₂ ⁻	
	OsO ₂ ⁻	
	BiO ₂ ⁻	

Tabla 1



Estas fuentes de iones negativas usan los principios convencionales de ionización, los cuales son:

- a) Mediante un canal de intercambio de cargas donde pasan los iones positivos a través de vapores de Rb, que es un material donador de electrones que favorece el intercambio de cargas. Esta fuente es la denominada alphetross (Fig.2).
- b) Mediante el proceso de "sputtering" de iones Cs positivos sobre una superficie cónica con el material que se desea ionizar (Fig.3).
- c) Por último, tenemos la fuente denominada de extracción directa o duoplasmatrón que extrae los iones negativos directamente del plasma (Fig.1).

Estado actual del inyector y sus fuentes de iones

La fuente alphetross se encuentra ensamblada mecánica y eléctrica-mente, estando en banco de prueba para la puesta en marcha del sistema de vacío y acondicionar toda la electrónica necesaria para su correcto funcionamiento.

La fuente de "sputtering" se encuentra montada en su lugar definitivo (inyector) para hacer un estudio de su performance, ya que al momento se han logrado sacar algunos uA de ^{63}Cu y ^{12}C , con los cuales se espera optimizar todos sus parámetros y poder probar con los distintos elementos mencionados en la tabla 1, ya que como se dijo, estos son los haces de iones esperados.

La fuente duoplasmatrón se probó primeramente en banco de prueba, luego en el inyector desde una consola provisoria desde el nivel 53 m y habiéndola puesto a punto con H^- se trasladó toda la consola de control a su lugar definitivo o sea el nivel 0 m. Una vez obtenido un haz de 9 uA de H^- a través del imán, se probó con fluor y también se obtuvieron algunos uA de fluor y otros haces moleculares relacionados con el éste, que están para ser analizados.

Estas pruebas fueron suficientes como para decidir su reemplazo por la fuente de "sputtering" y poder así poner a punto esta última, que por la variedad de iones esperados de ella, va a ser la fuente más requerida por usuarios de la máquina.

I.4 MONTAJE Y PUESTA EN MARCHA DE LA PLANTA DE SF₆

N.Fazzini, H.González, J.Nicolaí, R.Requejo, E.Ventura

En enero de 1982 había sido armado el total del sistema de cañerías que forman parte de la planta, así como el 90% de las bandejas y conductos para los distintos cableados de señal y potencia.

También estaban montados todos los grandes componentes del sistema (bombas de vacío, compresores, etc.)

A partir de entonces el trabajo realizado consistió principalmente en el conexionado eléctrico y montaje de los tableros y paneles de comando y de relays de la lógica de la planta.

La última operación realizada fue el chequeo del conexionado en el panel de comando (CP1) de los instrumentos, alarmas y enclavamientos del sistema.

También se procedió al ajuste de los controladores de las válvulas de control.

Finalmente, a fines de agosto de 1982, todo el sistema estuvo listo para realizar las pruebas funcionales de la planta, las que tuvieron lugar entre el 31 de agosto y el 25 de octubre de ese año.

Las pruebas se dividieron en dos partes. La primera de ellas se realizó con aire seco que previamente había sido almacenado en el tanque del acelerador. La segunda consistió en reemplazar el aire por SF₆ contenido en uno de los tanques de almacenamiento y repetir entonces todas las operaciones.

Durante estas pruebas solamente se utilizó uno de los compresores de SF₆, dado que el otro no pudo ser reparado a tiempo de los deterioros sufridos durante su transporte.

El sistema de recirculación fue probado y utilizado en oportunidad de proceder al secado del aire que se almacenó en el tanque.

Durante las pruebas con aire se eliminaron las pérdidas más notorias del sistema y se calibraron los operadores automáticos.

En general las fallas encontradas consistieron en errores de conexionado eléctrico que no habían sido advertidos en las revisiones previas.

Se encontraron depósitos de agua en algunas zonas de la cañería, que habían quedado luego de la limpieza de las mismas.

Debió reemplazarse el asiento de teflon de una de las válvulas de bloqueo que se encontraba rayado probablemente por la presencia de escoria en la cañería. También se advirtió que la forma de montaje de los sensores de humedad del sistema afecta notablemente la lectura de los mismos.

Cuando se realizó la prueba con SF₆ se observó que el compresor Norwalk no cumple con lo especificado en cuanto a admitir una presión variable entre 1 y 10 atm en la succión, dado que para algo menos de 4 atm la corriente del motor alcanza su valor nominal (288 A). La solución adoptada consistió en la incorporación secuencial de las distintas etapas del compresor a expensas de un mayor tiempo de operación.

También se observaron en ellos un alto número de pérdidas que fueron posteriormente eliminadas.

Durante ésta prueba se pusieron en funcionamiento los sistemas automáticos de detección de pérdidas de SF_6 y de medición de nivel de O_2 en los ambientes donde hubiera riegos de grandes pérdidas que felizmente no se produjeron.

El tiempo empleado en la transferencia completa de SF_6 fue de aproximadamente 40 hs., incluyendo 9 ó 10 horas invertidas en la detección de pérdidas o revisión de los sistemas.

Finalizada ésta prueba se procedió a la reparación del segundo compresor y durante los tests de alta tensión de la columna realizadas en abril de 1983 se utilizó por primera vez la planta completa.

Durante ésta prueba la planta se operó en forma normal, pero subiendo la presión del tanque del acelerador según una secuencia predeterminada a fin de permitir realizar las pruebas de tensión necesarias para cada valor de presión.

La máxima presión alcanzada en el tanque fué de $8,8 \text{ Kg/cm}^2$ (125 psig).

Durante toda ésta prueba que insumió unos diez días continuados de operación de la columna de aceleración no surgieron inconvenientes en la planta, salvo la sorpresiva falla de un disco de ruptura por debajo de su valor de calibración.

El sistema mostró ser confiable y seguro, así como estable en la operación, cumpliendo en forma muy aceptable con las premisas de diseño, que fueron básicamente la conservación de la pureza del SF_6 , ausencia de pérdidas significativas y un ciclo de operación de aproximadamente 24 horas, valor que fue alcanzado con la incorporación del segundo compresor.

II. LABORATORIOS DE APOYO

II.1 LABORATORIO DE BLANCOS

A.Ceballos, H.Grahmann, A.Filevich

En el período que comprende este informe se inició la actividad en el laboratorio de fabricación de blancos. Se asignó para esta actividad una superficie de 125 m^2 en el nuevo laboratorio TANDAR. Además de la labor específica de fabricación de blancos se ha confiado a este laboratorio la tarea de poner a punto una técnica para la fabricación de los strippers sólidos necesarios para el acelerador.

El laboratorio contará con facilidades para evaporación en alto vacío, electrodeposición, electropulido, laminado y complementos usuales de laboratorio tales como balanzas, microscopios, provisión de agua de pureza elevada, material de laboratorio químico, pequeñas herramientas de corte y para maquinar piezas delicadas, elementos de medición mecánica, etc. Gran parte de estos elementos se encuentran a disposición de los usuarios pero, lamentablemente, por dificultades de importación aún no se dispone del equipo necesario para las técnicas especiales mencionadas anteriormente.

Sin embargo, la infraestructura básica del laboratorio se encuentra completa en aproximadamente un 70%. La carencia más significativa es la campana de gases.

La tarea encarada con prioridad ha sido la producción de strippers sólidos. Teniendo en cuenta la gran resistencia de las láminas producidas por la técnica de cracking de etileno en descarga gaseosa a baja presión se decidió utilizar este método para su producción. Se diseñó y construyó la cámara necesaria y se reunieron los accesorios, tales como sistema de suministro y control de presión de gas, sistema de bombas de vacío, fuentes de alta tensión, manómetros, sistemas de seguridad.

Los ensayos realizados permitieron obtener láminas que se estima son adecuadas para su empleo en el acelerador. Su espesor, medido por atenuación de partículas alfa, resultó muy próximo a los valores requeridos. Las láminas se sometieron a irradiación en el haz externo del sincrociclotrón para hacer un primer ensayo de su resistencia mecánica. Se enviaron algunos ejemplares para ser probados en el Tandem del Brookhaven National Laboratory en condiciones más parecidas al uso en el terminal del TANDAR. Actualmente se intenta standarizar el método de producción y optimizarlo para obtener láminas con la calidad y en la cantidad necesarias.

Se dá a continuación una lista de las tareas principales realizadas en este período:

- Proyecto y diseño de la infraestructura del laboratorio y de su equipamiento básico.
 - Gestión para la adquisición del amoblamiento, equipo y elementos complementarios.
 - Instalación de parte de la infraestructura básica.
 - Diseño y puesta en operación de una cámara para producción de strippers sólidos.
 - Fabricación de los primeros blancos producidos por este laboratorio: Tl₀, Tl, ^{121,123}Sb por deposición sobre adhesivo y lámina delgada de Ta por laminación en frío.
-

II.2 DETECTOR TELESCOPICO $\Delta E-E$ PARA LA IDENTIFICACION DE IONES PESADOS

D.E.Di Gregorio, M.C.Berisso, G.Martí y A.J.Pacheco

Una de las técnicas más comunes para la identificación de partículas es el método $\Delta E-E$ donde se miden la pérdida de energía, ΔE , y la energía, E , de los productos de reacciones nucleares entre iones pesados.

Se diseñó y construyó un contador telescópico $\Delta E-E$ sensible a la posición. Este consiste de una cámara de ionización gaseosa como elemento ΔE y de un detector de silicio, sensible a la posición, como elemento E . Los elementos del contador está alojados en un contenedor prismático de bronce de aproximadamente 8 cm x 9 cm x 13 cm. Se provee de una entrada y de una salida para el flujo de gas, de pasantes independientes para las conexiones eléctricas del cátodo, de la grilla, del ánodo y de los bornes de estado sólido. Las partículas entran al contador a través de una ventana de 0.7 cm de altura por 3 cm de largo cubierta por una lámina de polipropileno de típicamente 100 ug/cm² de espesor.

II.3 DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN SISTEMA PARA EVALUAR PRECIPITACION DE LI EN DETECTORES DE GERMANIO

C.Giménez, A. La Terra^{*}, G.Martí

Uno de los métodos no destructivos más empleados para investigar la precipitación de Li en detectores de Ge se basa en el uso de la "prueba termoeléctrica"¹⁾. Consiste en una punta caliente de Tungsteno que entra en contacto con el cristal de Ge, se forma entonces una cupla termoeléctrica entre el Ge y la sonda de Tungsteno. La f.e.m. producida es directamente proporcional a la potencia termoeléctrica del Ge siendo despreciable la del Tungsteno. Si la punta es suficientemente pequeña dicha potencia está determinada por la concentración de impurezas en la vecindad inmediata de la punta de prueba y por lo tanto midiendo la f.e.m. al desplazar la punta sobre la superficie del cristal se pueden determinar cambios en la concentración de impurezas.

Así, se pueden localizar con bastante precisión, la posición de las juntas, variaciones de éstas, zonas de precipitación de Li, disminuciones de concentración, etc.

En nuestro caso particular fue usado para determinar la profundidad de la difusión de Li en detectores planos de Ge(HP) a partir de la determinación de la posición de la junta N^o I y para evaluar precipitación localizada en el contacto N^o de dichos detectores y en detectores de Ge(Li).

El sistema consta de un soporte de acero inoxidable sobre el que se desliza una plancha del mismo material en contacto con el cristal y solidario con éste. El avance se controla mediante un micrómetro de precisión cuya menor división es 10 m. El tamaño de la punta de Tungsteno variaba entre 10 y 20 m y estaba ubicada en el extremo de un soldador especialmente adaptado para su calentamiento y conexión a un electrómetro de alta impedancia para las mediciones de la f.e.m. Una foto del aparato se observa en Fig.1.

La Fig.2 muestra dos curvas de concentración de impurezas obtenidas en un detector de Ge(HP) a) inmediatamente después de una difusión de Li y b) al cabo de permanecer un cierto intervalo de tiempo a temperatura ambiente. La Fig.3 muestra una secuencia de curvas obtenidas con un cristal de Ge(Li), después de una difusión y al cabo de haber permanecido a temperatura ambiente diferentes intervalos de tiempo.

La curva a) de la Fig.2 permite obtener la profundidad de la difusión de Li, la curva b) muestra que prácticamente no varió la concentración y por lo tanto no hubo precipitación de Li a pesar de permanecer más de 3 meses a temperatura ambiente. También podemos concluir que no hubo variación de su posición de la junta N^o I.

Las curvas de la Fig. 3 por el contrario muestran el deterioro de la junta por precipitación de Li y la variación de la posición a medida que transcurre el tiempo.

* Dirección actual, Dto. Técnico CITEFA

1) Drift Rate and Precipitation of Lithium in Germanium IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol NS-13 Number 3 (1966) pag. 245.

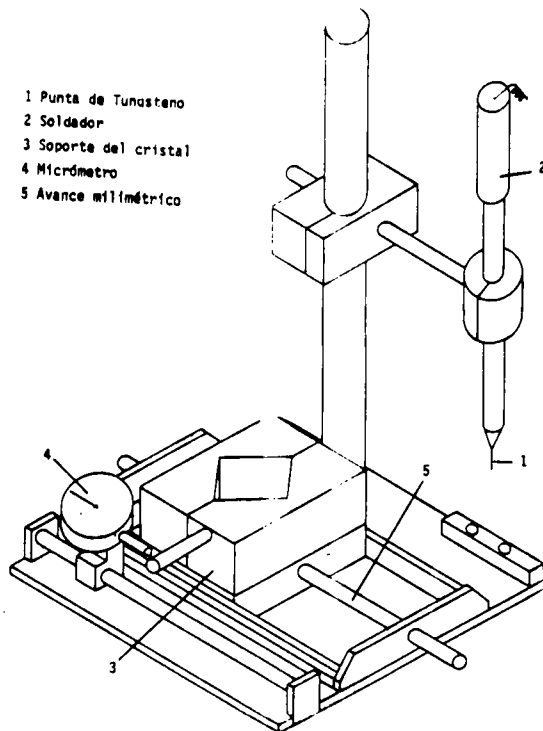
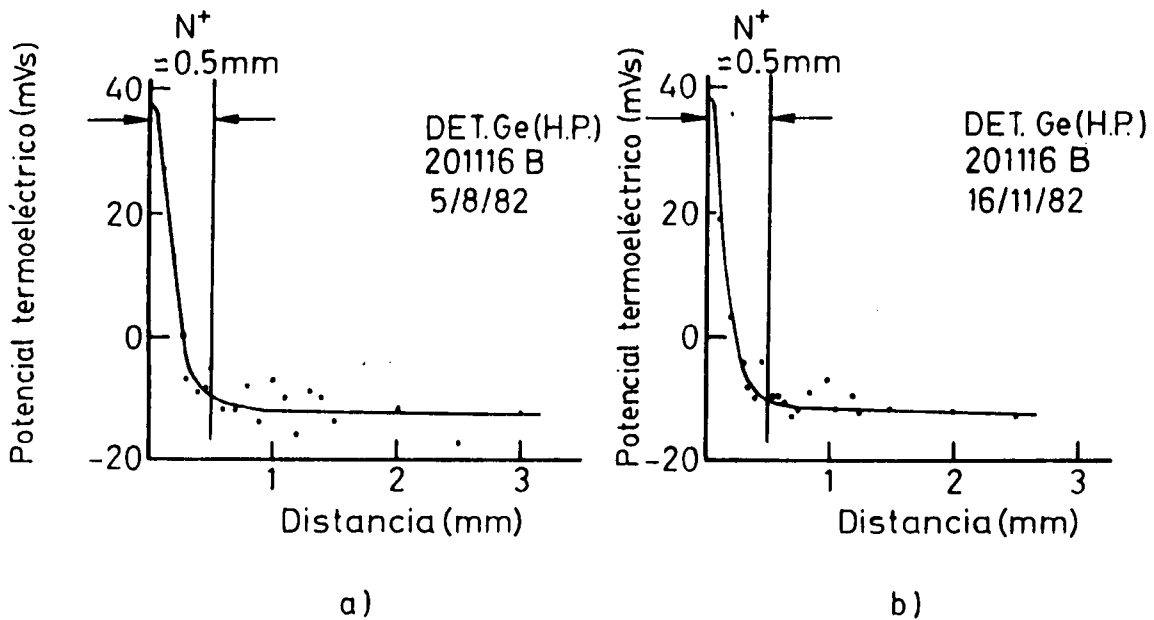


Fig.1: Aparato para evaluar la precipitación de Li en detectores de Ge



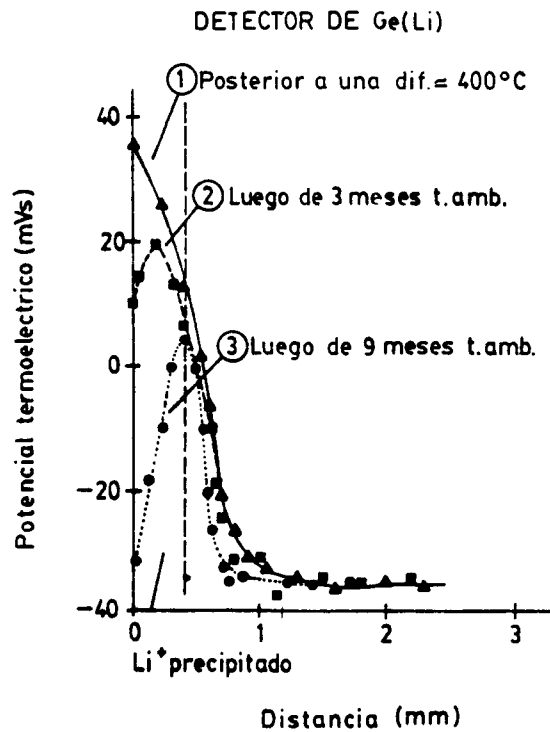


Fig.3: Mediciones del potencial termoeléctrico en función de la distancia a la superficie del cristal mostrando la variación del perfil de la concentración de impurezas ($N_D - N_A$) en un detector de Ge(Li) con el tiempo de permanencia a temperatura ambiente.

CALIBRACION DEL GENERADOR VOLTIMETRICO DEL ACELERADOR TANDAR UTILIZANDO UN DIVISOR CAPACITIVO

D.V.Camin

Durante las pruebas de alta tensión realizadas en el acelerador fué necesario calibrar el generador voltimétrico, elemento que se utiliza para la medición del potencial del terminal. En lugar de utilizarse divisores resistivos o relaciones conocidas entre potencial de terminal y corriente de puntas corona, en esta ocasión se utilizó un divisor capacitivo. Este estaba constituido por la capacidad existente entre la placa captadora (CPO) y el terminal y un capacitor de poliestirene de bajas pérdidas.

La capacidad C_1 existente entre CPO y el terminal se determinó utilizando el circuito indicado en la Fig.1.

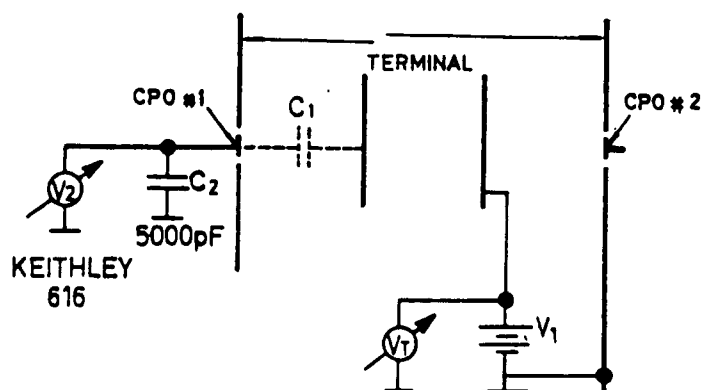


Fig.1

Una fuente de alta tensión V_1 polariza al terminal mientras que la tensión V_2 en el capacitor de poliestirene se mide con un voltímetro de muy alta impedancia. Puede observarse que siendo C_1 mucho menor que C_2 es $C_1 = V_2 C_2 / V_1$.

Una vez determinado el valor de C_1 ($C_1 = 0,0815$ pF) y desconectada la fuente de alta tensión, se elevó el potencial del terminal graficándose la indicación del GVM contra la tensión V_2 . Siendo ésta proporcional al potencial del terminal, se obtuvo el factor de corrección de dicho gráfico (Fig.2)

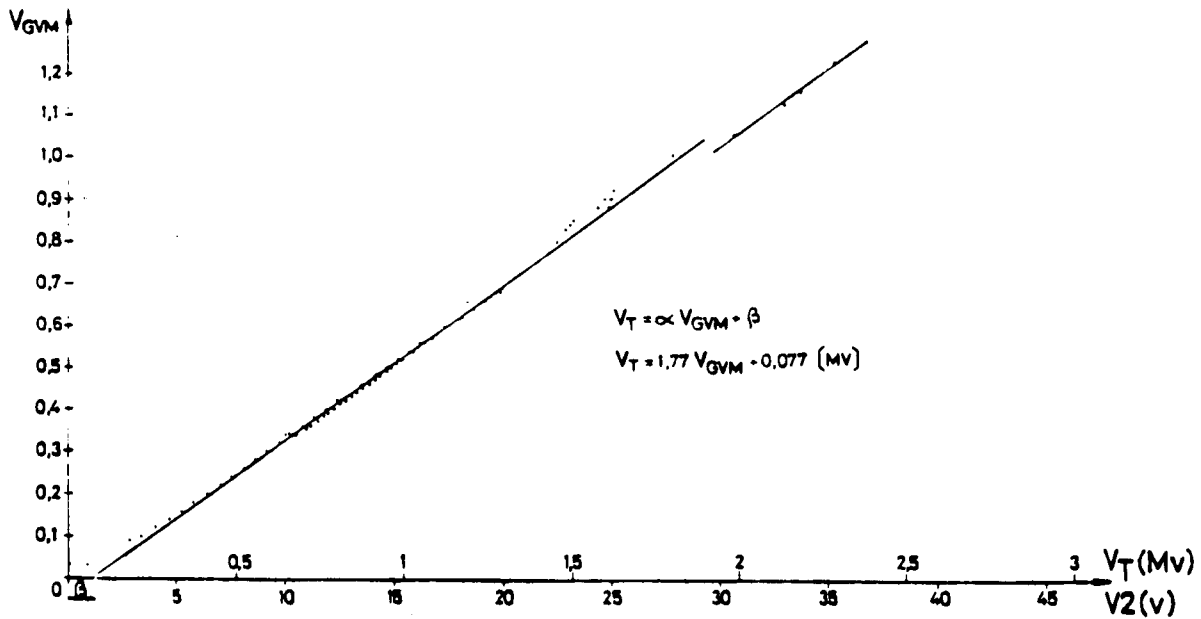


Fig.2

El método es simple y confiable.

Los resultados obtenidos son muy próximos a los determinados por medición de corriente en las puntas corona. Una vez que se efectúe la calibración final del GVM a través de la medición de energía de un haz, se podrá establecer la exactitud del método.

II.5 CONVERTIDOR ANALOGICO DIGITAL PARA USO NUCLEAR

P.Bianchini*, D.V.Camin, C.Gervai*, A.Kligman*, O.I.Lombardi*, A.López*, M.Satinosky.

Se ha desarrollado una primera versión de convertidor analógico digital para uso nuclear con resultados satisfactorios. En un futuro próximo se incorporará la técnica de corrección por escala corrida a efectos de mejorar la linealidad diferencial.

El CAD consiste de dos bloques fundamentales: el detector y prolongador de altura de pulso y el bloque de conversión propiamente dicho. En la Fig. 1 se muestra el diagrama esquemático del prolongador de altura de pulso.

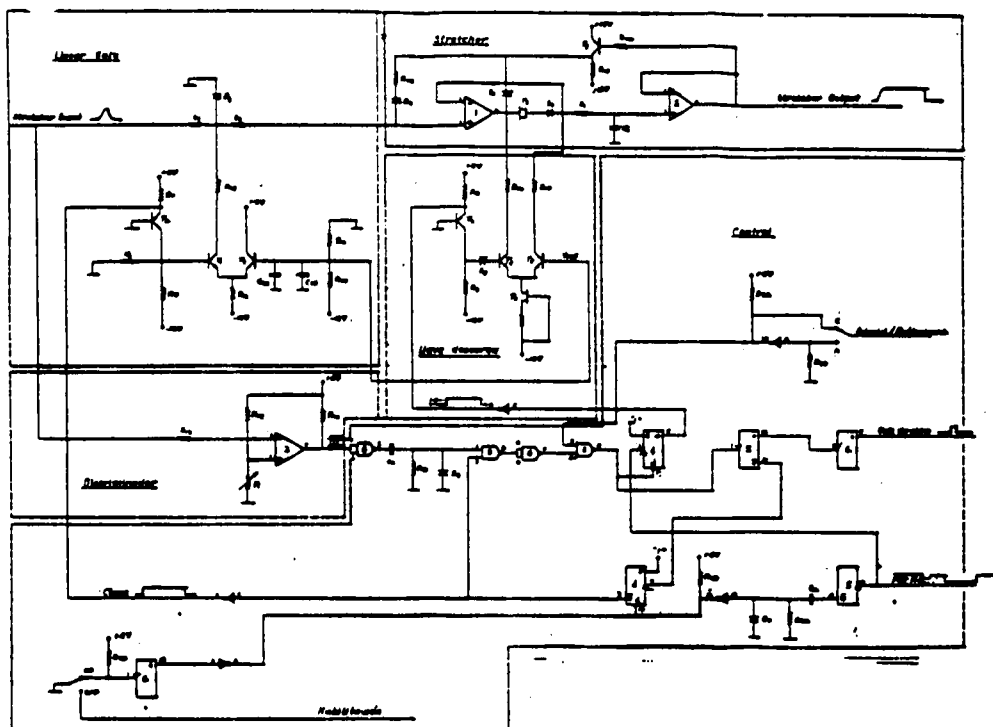


Fig.1: Prolongador de altura de pulso

* Facultad de Ingeniería, UBA

Este circuito se implementó utilizando un amplificador operacional LF356. Los resultados obtenidos son satisfactorios ya que pueden procesarse pulsos de 1 μ s de constante de tiempo de conformación. Asimismo el pulso prolongado puede extenderse hasta 30 μ s sin que pueda medirse flecha alguna. Los pulsos de entrada pueden tener una altura superior a 200 mV y hasta 10 V. Asimismo un circuito de coincidencia/anticoincidencia agrega flexibilidad operativa.

El segundo bloque, el convertidor propiamente dicho se implementó utilizando un convertidor monolítico AD578 que emplea la técnica de aproximaciones sucesivas y que tiene un tiempo de conversión de 3 μ s. El rango puede seleccionarse entre 5 y 12 bits. El corrimiento del origen se selecciona en forma digital por medio de un pulsador en el panel frontal y puede extenderse entre 128 y 4K canales. Asimismo se provee un selector de saturación de dirección también ubicado en el panel frontal. La Fig. 2 muestra el diagrama del bloque convertidor. Este será, como se indicó más arriba, modificado a efectos de lograr un ancho de canal uniforme. Para tal fin se agregará un circuito de corrección por escala corrida.

El ADC consiste en dos circuitos impresos y se aloja en un módulo NIM de doble ancho.

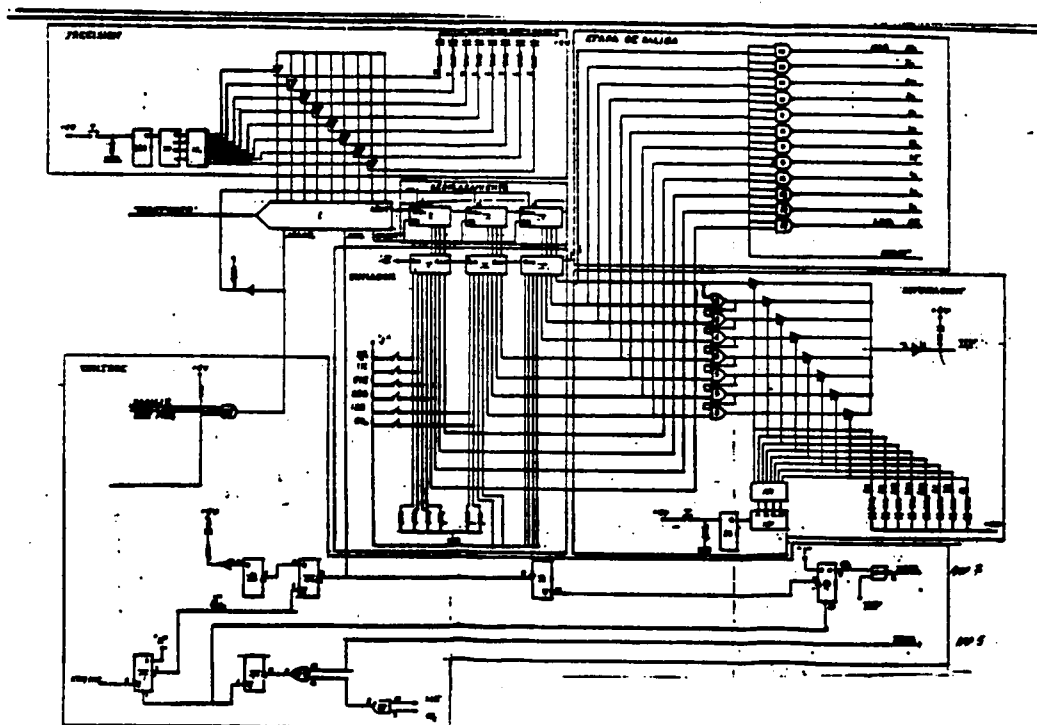


Fig. 2: Bloque Convertidor

II.6 CONTROLADOR DE VIDEO EN NORMA CAMAC

D.S.Camin, T. Schmukler

El controlador de video para Norma CAMAC permite presentar información alfanumérica en un televisor convencional. La información que ingresa codificada en ASCII por el bus CAMAC se almacena en una memoria local que tiene capacidad de hasta 2K caracteres.

El refresco de la imagen presentada en la pantalla se realiza en forma autónoma (sin ocupar el bus CAMAC), evitando así la degradación de la eficiencia del sistema de control.

El controlador posee dos registros que indican la posición (fila y columna) del caracter señalado por el lápiz de luz. Estos registros pueden ser accedidos desde el bus CAMAC. En el sistema de control del Proyecto NAVE se le asigna un variador al parámetro señalado por el lápiz de luz. De éste modo, con la asignación que efectúa el lápiz de luz y un único variador se pueden controlar todos los parámetros del sistema.

Mediante la utilización de caracteres especiales se pueden afectar zonas arbitrarias de la imagen con una serie de atributos visuales (video inverso, subrayado, intensificado, intermitencia).

Esta interfase, que fue integralmente desarrollada en el laboratorio de Electrónica, fue construida en un módulo CAMAC doble.

Se la utiliza en la presentación de los parámetros del separador de masas del Proyecto NAVE con un máximo de hasta 64 filas de 80 caracteres.

Para su implementación se utilizó un microprocesador 8085 y un controlador de TRC 8275.

Los comandos CAMAC se decodifican por hardware y/o software y se han implementado 37 de ellos lo cual confiere una gran versatilidad al programador del sistema de control.

El controlador está constituido por 5 bloques fundamentales: (Fig.1)

- Unidad de control: Se ocupa de controlar el funcionamiento del módulo.
- Memoria de pantalla: Compuesta por 2K en RAM. Los caracteres presentados en pantalla se almacenan en ésta memoria.
- Generación de video: Este bloque produce la señal necesaria para excitar la etapa de video de un TV convencional.
- Atención de Teclado y lápiz de luz: El P detecta cuando se activa el lápiz de luz o se presiona una tecla y se ejecuta la rutina correspondiente.
- Interfase a CAMAC: Se ocupa de comunicar el módulo con el bus CAMAC. Este bloque decodifica todos los comandos de modo de poder mantener el handshake requerido por la norma, y ejecuta aquellos que no requieren la intervención del μP .

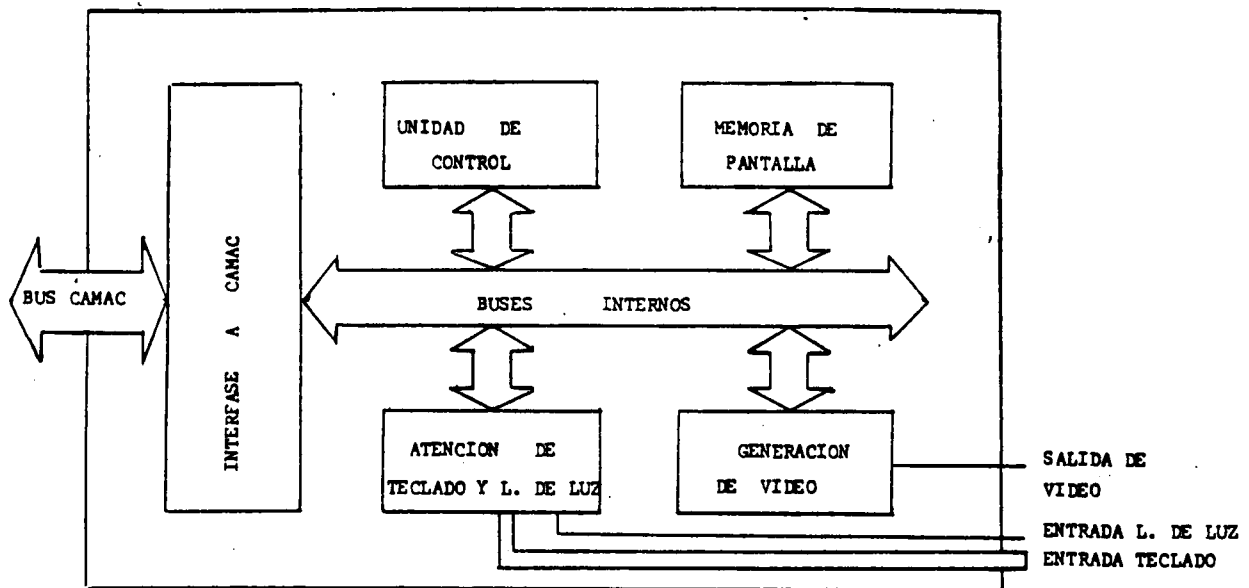


Fig.1: Diagrama en bloques del controlador

II.7 IDENTIFICADOR DE PARTICULAS

D.V.Camin, M.Gonzalez Segura*, M.Melón*, A.Sdrigotti*, D.Skiarsky*

Uno de los requerimientos de los físicos experimentales del Proyecto TANDAR es contar con un conjunto de identificadores de partículas de resolución moderada para aliviar la carga del sistema de adquisición de datos.

A fin de lograr una rápida respuesta a los pulsos E y ΔE no se utilizó el método clásico de multiplexado temporal sino que se implementaron dos canales logarítmicos idénticos. Para lograrlo se utilizaron componentes monolíticos: arreglos de transistores y resistores integrados además de los amplificadores operacionales.

Las especificaciones sobre las que se basó el proyecto son las siguientes:

Entradas: E y ΔE , ambas de forma gaussiana con un mínimo de 1 μs de tiempo de ocurrencia del pico y una amplitud de 100 mV hasta 10V.

Salidas: a) $P10 = (E + \Delta E)^x - E^x$ con control de ajuste del exponente x continuamente variable entre 1,5 y 2. Control de ganancia ajustable entre 1 y 10. Amplitud de salida = 10V.
b) $E + \Delta E$, amplitud máxima = 10V.
Ganancia ajustable entre 0,1 y 10.

El identificador de partículas será montado en un módulo NIM de simple ancho y en la actualidad se encuentra a nivel de prototipo habiéndose logrado resultados satisfactorios. La Fig. 1 muestra el diagrama esquemático del identificador.

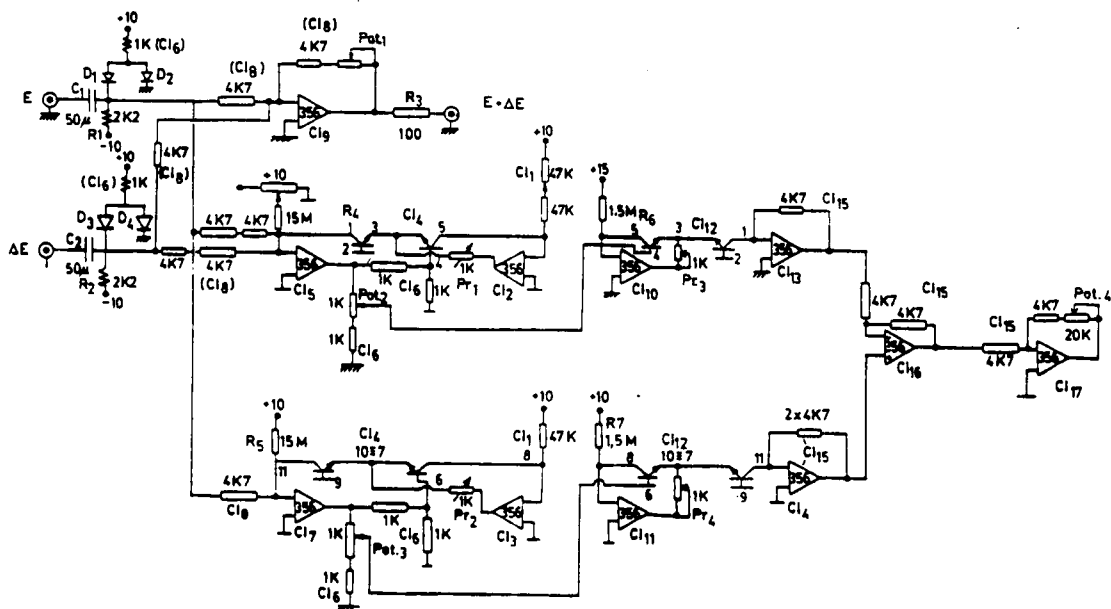


Fig.1: Diagrama circuital del identificador de partículas

* Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires

II.8 CONTROLADOR PROPORCIONAL DE TEMPERATURA

D.V.Camin, B.Pinzón*, T.Schmukler

La División Física del Sólido realiza mediciones de características eléctricas de cristales y su dependencia con la temperatura.

Las muestras se colocan en un horno especial donde la temperatura puede alcanzar los 500°C. La temperatura es linealmente variada con el tiempo en ciclos que pueden durar desde algunos minutos hasta varias horas.

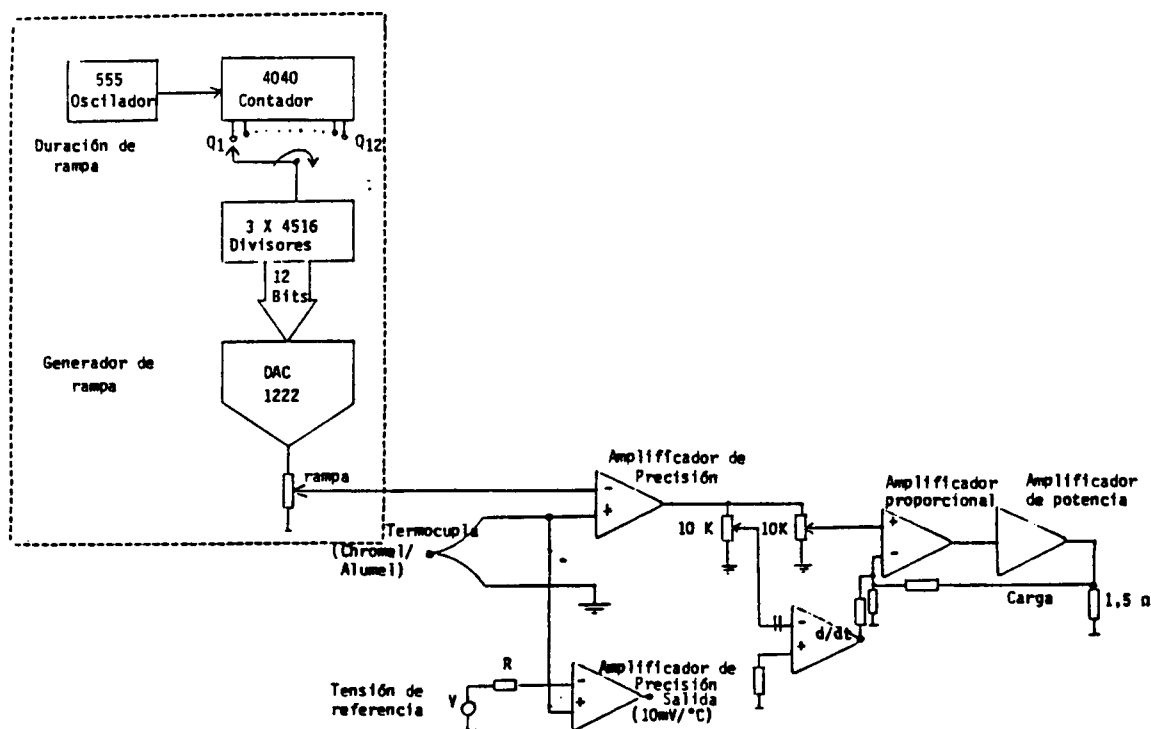
El controlador desarrollado en la Sección Electrónica permitirá lograr estabilizar la temperatura con alta resolución gracias a un lazo de realimentación proporcional derivativo. La potencia del horno es regulada por medio de una etapa de potencia transistorizada. La tensión de referencia en forma de rampa se genera por medio de un convertidor digital-analógico de 12 bits conectado a un contador binario.

El período de la rampa es seleccionable entre 2 min y hasta 68 horas. Esto se logra con un período de reloj de 15 mseg. y un divisor de frecuencias implementado con otro contador binario.

De acuerdo al modo de operación seleccionado, la rampa puede ser ascendente-descendente, puede detenerse en un punto intermedio, invertir su dirección, o restablecerse a su valor correspondiente a temperatura mínima.

La temperatura se mide con una termocupla de Cr - Al. La compensación de junta fría se logra igualando la tensión desarrollada en la punta fría con el drift del amplificador operacional LM 321 utilizado en la primera etapa.

Un conector ubicado en el panel frontal provee una salida de 10 mV/°C para ser usada con un voltímetro externo. Asimismo se provee un pulso lógico para avanzar un registrador digital.



* Dirección General de Energía Nuclear - Guatemala

II.9 ELECTRONICA DE CONTROL DE LA FUENTE DE IONES DEL PROYECTO NAVE

J.Mónico

Se ha diseñado y construido la electrónica necesaria para controlar y leer los distintos dispositivos existentes en la fuente de iones de este proyecto. (Ver Progress Report 1980/1981)

La existencia de una fuente de Filamento flotante y de una fuente de Arco que debe controlarse en forma aislada, en la configuración empleada, requirió el uso de convertidores tensión-frecuencia y digital-analógico aislados ópticamente.

En Figs. 1 y 2 se muestran diagramas en bloques de los elementos comprendidos en esta electrónica, para el caso de los parámetros analógicos y digitales respectivamente.

En Figs. 3 y 4 se presentan diagramas de los convertidores tensión-frecuencia y digital-analógico mencionados más arriba.

Todas las líneas de entrada/salida del sistema CAMAC están protegidas por circuitos supresores de transitorios. Esquemas típicos de éstos circuitos, que varían según el tipo de módulo CAMAC, se muestran en Fig.5.

Los elementos descritos en Figs. 1 a 5 se han dispuesto en forma de tarjetas extraíbles, alojadas en un chasis donde se ha cuidado el diseño de tierras y blindajes, en especial en lo referente a supresores de transitorios para los módulos CAMAC.

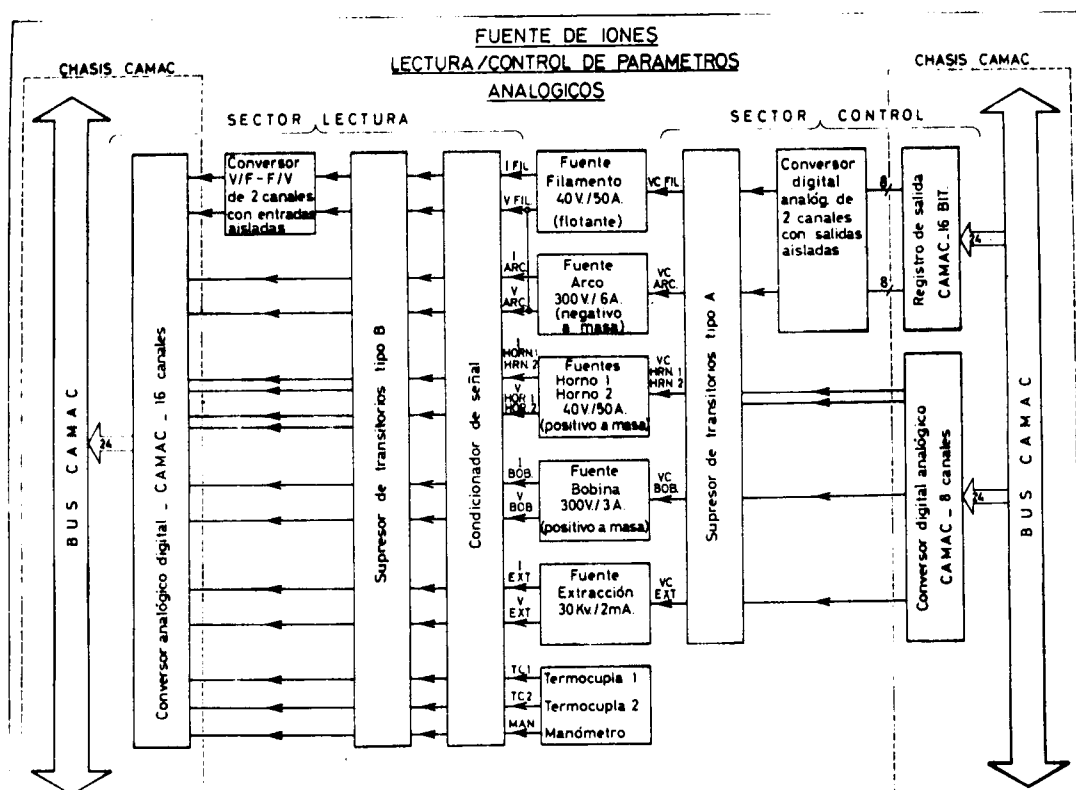


Figura 1

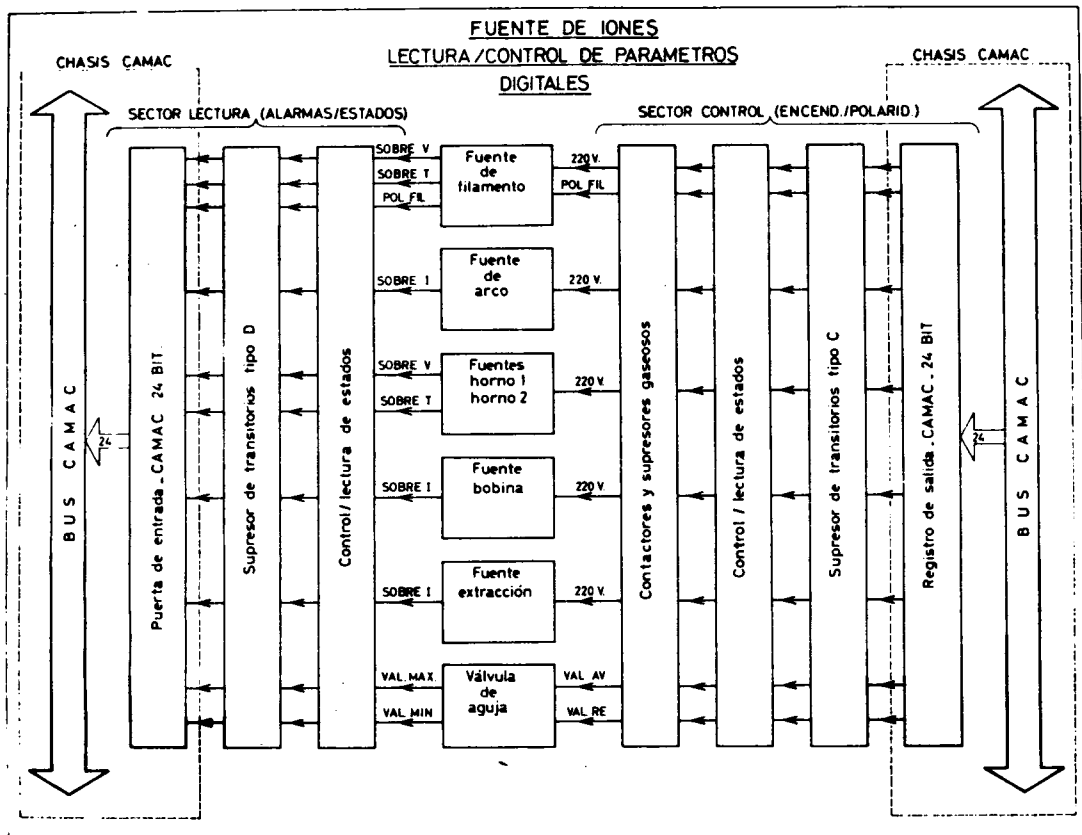


Figura 2

CONVERSOR DIGITAL - ANALÓGICO
DE DOS CANALES CON SALIDAS AISLADAS
DIAGRAMA EN BLOQUES

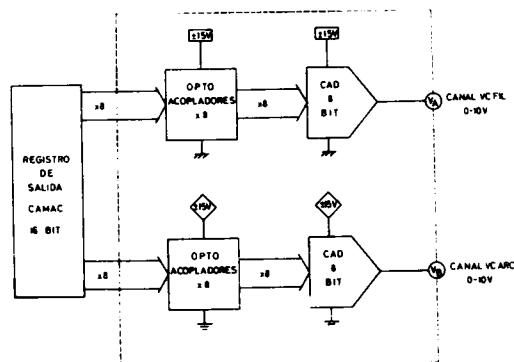


Figura 3

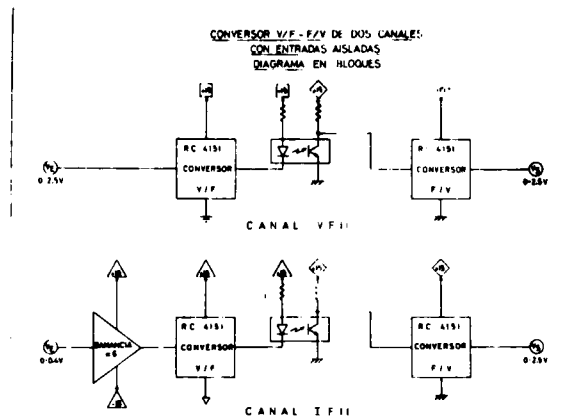


Figura 4

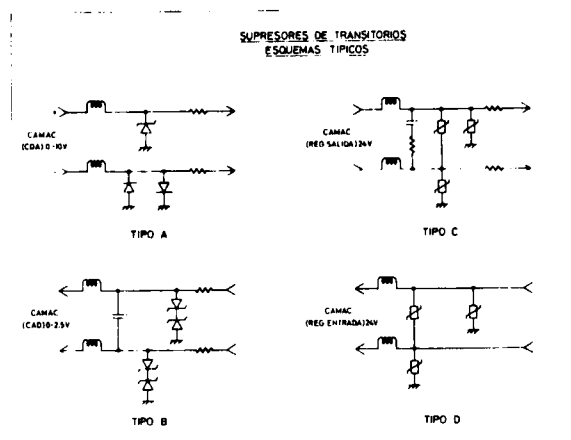


Figura 5

III. INSTRUMENTAL PARA SALAS EXPERIMENTALES

III.1 Espectrómetro magnético

M.C.Berisso, A.Etchegoyen, J.J.Rossi

Frente a las enormes dificultades administrativas para su adquisición se decidió en 1983 encarar la construcción de este instrumento en el país.

Definidas las características más generales se interesó en su construcción a INVAP SE (Bariloche) con quien se establecerá el correspondiente contrato.

Se tratará de tener un instrumento de resolución modesta pero de generoso ángulo sólido y rango, pensado para iones pesados. El detector activo suministrará información que permita reconstruir las trayectorias y corregir las aberraciones remanentes.

Para el diseño de la forma de las piezas polares se dispone de un código que realiza el trazado de las trayectorias y el cálculo de los coeficientes de aberración. Su puesta en operación en la VAX 11/780 demandó un importante esfuerzo. Actualmente se halla cerca de su fin la tarea de diseño óptico, convergiéndose a un instrumento tipo QDDQ.

Paralelamente INVAP ha avanzado en los diseños mecánicos (cámara de dispersión, plataforma, etc.) al igual que en el detector, electrónica y sistema de adquisición de datos.

Se espera comenzar la construcción en los comienzos de 1984 y se estima necesitar para su completitud aproximadamente veinticuatro meses.

III.2 Línea experimental de la cámara de dispersión multipropósito

C.Berisso, A.Ceballos, J.Testoni

Se ha instalado la cámara de dispersión multipropósito modelo GENERAL IONEX serie 2800 y el conjunto de elementos que constituyen la línea experimental correspondiente sobre la quinta tronera de la sala experimental B.

El centro de la cámara de dispersión se encuentra ubicado a 11.94 m de la imagen de salida del imán analizador del acelerador. Entre este punto y el cuadrupolo de enfoque se hallan ubicados los siguiente elementos; una válvula neumática NEC, una cámara de diagnóstico y un deflector

de haz x.y. Entre el cuadrupolo y la cámara de dispersión se encuentran ubicados una segunda cámara de diagnóstico, una caja de Faraday accionable por control remoto, y un medidor de perfil del haz y otra válvula neumática. En el tubo de entrada de la cámara de dispersión se encuentran dos conjunto de colimadores controlables por cuatro tornillos micrométricos.

La cámara de dispersión de 76.20 cm (30') de diámetro interior y 25.40 cm (10') de altura posee dos plataformas giratorias que serán controlables desde la sala de mediciones y son posicionables con una precisión de $.1^\circ$. Ambas plataformas disponen de diversas facilidades para fijar detectores de estado sólido. La altura de la cámara permite la instalación de detectores gaseosos. Los blancos se colocan en un portablancos de cuatro posiciones accionado por control remoto que puede retirarse sin perder el vacío de la cámara de dispersión.

La cámara posee sobre su cara lateral seis ventanas de 10.16 cm (4") de diámetro. Es posible sustituir la tapa superior por un casquete que contiene un mecanismo 2 .

La línea experimental dispone de dos cajas de diagnóstico Nukleartechnik dotadas de dos actuadores electroneumáticos y seis bocas de acceso de diversos tamaños.

Debajo de cada cámara de diagnóstico y de la cámara de dispersión se encuentra ubicada una bomba criogénica Air Products UHV 202-8B.

La cinco válvulas neumáticas de cierre de vacío son contraladas desde un panel que responde a una lógica de enclavamiento destinada a evitar accidentes.

En la actualidad el montaje descrito está casi terminado. La cámara se ha probado con vacío criogénico del orden de 10^{-6} Torr. En este momento se están completando las pruebas de pérdidas en la línea experimental.

III.3 Núcleos alejados del valle de estabilidad (NAVE)

H.Huck, A.Jech, M.L.Perez, J.J.Rossi

Durante 1982 se realizaron distintos experimentos en la antigua facilidad (IALE) antes de comenzar el desarme del separador de isótopos para instalarlo en el TANDAR. Se completó la medición de la correlación angular gama-gama entre varios rayos presentes en el decaimiento del ^{134}Tl y ^{134}Sb , mediciones de coincidencias en la masa 133 y mediciones de

rendimientos independientes de fisión del uranio con neutrones rápidos.

Estas últimas experiencias permitieron recalcular las posibilidades del sistema "on line" con el acelerador de 20 MV.

Finalmente el separador de isótopos fue trasladado a su nueva ubicación donde se procedió a instalarlo incorporándosele las mejoras previstas dentro de las posibilidades presupuestarias.

Actualmente se están completando estas tareas esperándose tener la facilidad operativa en mayo de 1984.

III.4 Cámara de dispersión de iones pesados

D.Napolí, D.Otero, A.N.Proto

En el report¹⁾ anterior se presentaron los detalles operativos de la nueva cámara de dispersión. Su construcción se encuentra en una etapa avanzada y en los próximos meses se planea terminar con las pruebas de vacío, acoplándola definitivamente a la línea.

Esta cámara de dispersión está pensada para realizar experiencias en las cuales el método cinemático permita obtener información relevante. Actualmente, existen dos problemas en los cuales este método sería útil: reacciones binarias con estados resonantes en las cuales se quiere determinar la curva de excitación con gran precisión y reacciones profundamente inelásticas y de fusión-fisión en las cuales se emiten partículas evaporadas durante el proceso. En este último caso la precisión no es tan crítica y el método cinemático se usa al solo efecto de separar ambos tipos de reacción. Existe una propuesta experimental destinada a generar un mismo núcleo compuesto suburánico a partir de diversas relaciones $Z_1 Z_2$ de proyectil-blanco. Se estudiará la competencia entre la reacción profundamente inelástica y la fusión y el papel que juega la temperatura, la cual se estimará midiendo las partículas evaporadas. Se espera que este tipo de experiencia aporte datos de interés para el estudio de síntesis de núcleos superpesados.

Si se deseara incrementar la precisión en la determinación de la masa esta cámara permite realizar tiempo de vuelo utilizando un par de brazos especiales.

1) Progress Report, 1980-1981, CNEA NT-5/82.

III.5 Facilidades experimentales dedicadas a la espectroscopía gama y de electrones en línea

G.García Bermúdez

Consiste en dos líneas independientes, la mesa de distribuciones angulares y la cámara de electrones, cada una de ellas con una facilidad que, por su complejidad y tamaño, son fijas.

La línea de espectroscopía gama posee la mesa de distribuciones angulares que permite rotar los detectores de Ge(Li) alrededor del blanco con gran precisión. Tiene posibilidad de rotar dos detectores y colocar un tercero en una posición fija. Los desplazamientos son realizados eléctricamente para ser automatizados en el futuro. Esta facilidad se complementa con una cámara cilíndrica para medir distribuciones angulares y un plano para coincidencias $\gamma - \gamma$.

La cámara de electrones permite colocar, un detector de Si(Li) enfriado a bajas temperaturas, en el foco de un pequeño espectrómetro de imanes permanentes. De esta manera es posible observar los electrones así como la radiación gama en línea.

El estado actual de las facilidades experimentales citadas anteriormente, en cuanto a su construcción y montaje, se estima en una proporción del 90%.

Física Nuclear

I Estructura nuclear

II Reacciones nucleares

I. ESTRUCTURA NUCLEAR

I.1 Descripción de los isótopos de Sn mediante el modelo de capas en etapas sucesivas[#]

L.Rydström, J.Blomqvist, R.J.Liotta y C.Pomar

Se aplicó el método del modelo de capas en etapas sucesivas¹⁾ a la descripción de los núcleos con tres y cuatro agujeros sobre el "carozo" ^{132}Sn . Encontramos que los estados excitados, de baja energía, en el ^{129}Sn (tres agujeros) se pueden agrupar en multipletes originados en el acoplamiento de los estados de baja energía del ^{130}Sn (dos agujeros correlacionados) con los primeros estados excitados del ^{131}Sn (un agujero). Este hecho refleja la débil influencia, del principio de Pauli en esta región, en la cual los niveles de partícula independiente se hallan relativamente degenerados.

El mismo tipo de comportamiento fue encontrado en el caso de los cuatro agujeros (^{128}Sn) donde los estados de baja energía χ_l^π (λ = momento angular, π = paridad, l = yrast) son básicamente proporcionales al estado $|^{130}\text{Sn}(\text{gs}) \otimes ^{130}\text{Sn}(\lambda, \pi)\rangle$, (gs, se refiere al estado fundamental). De los numerosos estados calculados sólo unos pocos se hallan medidos experimentalmente y obtuvimos en esos caso buen acuerdo numérico para la energías de excitación.

[#] Mutli-step shell-model description of the Sn isotopes, L.Rydström, J.Blomqvist, R.J.Liotta and C.Pomar, Physics Scripta T5(1983)149

¹⁾ Multistep shell-model method (MSM), R.J.Liotta y C.Pomar, Nucl.Phys. A362(1981)137.

I.2 Cálculo de núcleos par-par mediante el método de capas en etapas sucesivas

R.J.Liotta y C.Pomar

El método del modelo de capas en etapas sucesivas (MSM) permite analizar los sistemas de muchos cuerpos en términos de subsistemas provenientes de la partición que se desee hacer al sistema original¹⁾. En este trabajo estudiamos un núcleo con s partículas (partículas idénticas) en términos de núcleos de 2-partículas y n-partículas ($s=n+2$). El método gráfico introducido en la ref.1), nos permitió encontrar una expresión

cerrada para calcular la matriz de métrica MSM para cualquier número de partículas. Muy esquemáticamente procedimos de la siguiente forma. Introdujimos el vértice "diamond" como:

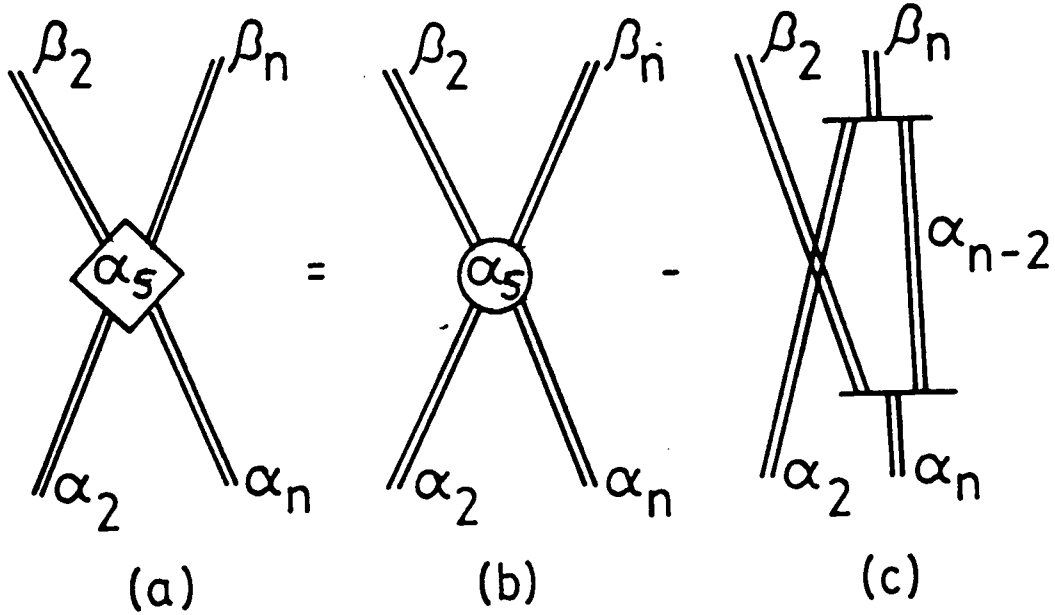


Figura 1

donde los vértices 1(b) y 1(c) están definidos en la ref.¹⁾ (respecto a estos vértices ej. los de la fig.2, ver la ref.¹⁾). A partir de la figura 17 de la ref.¹⁾ haciendo un poco de álgebra gráfica se obtiene fácilmente:

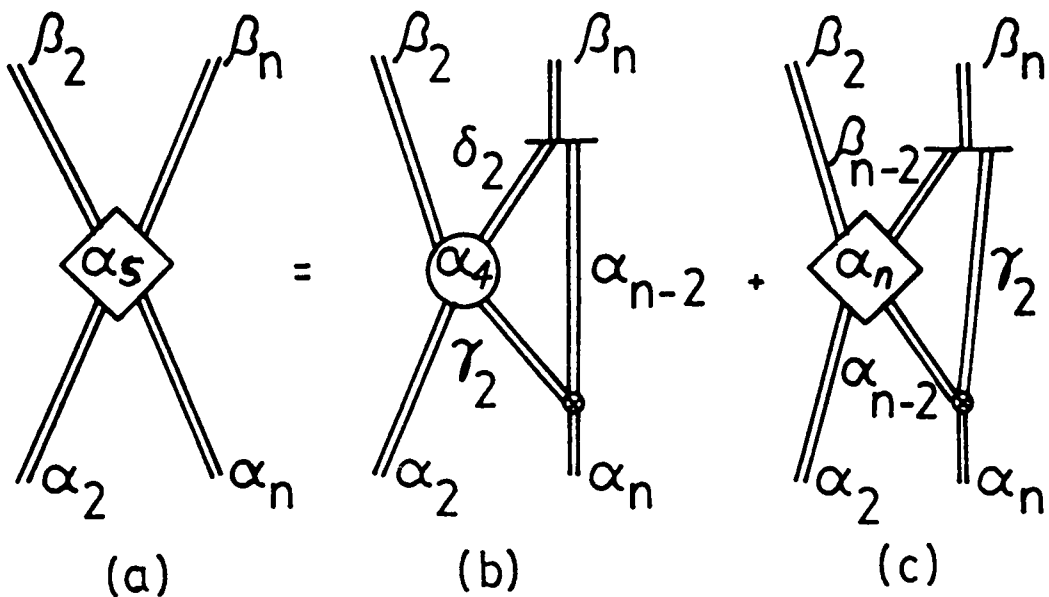


Figura 2

Los vértices de la fig.2(b) y 2(c) que son calculados en "etapas" previas del método MSM constituyen una expresión cerrada y adecuada para

la construcción de un programa de cálculo. Hemos escrito este programa de cálculo (llamado MSMI) en forma completamente general y después de controlar su correcto funcionamiento para el caso de una sólo capa, lo aplicamos a núcleos a partir de $N=50$ tomando el $^{88}_{38}\text{Sr}$ como "carozo". Los estados de partícula independiente y elementos de matriz de la interacción fueron obtenidos de la ref.²⁾. Calculamos entonces los espectros de todos los núcleos par-par hasta el estado fundamental de ^{100}Sn . En particular para el ^{98}Cd obtuvimos el espectro de la fig.3 . Estamos realizando en el presente cálculos análogos en la zona del plomo.

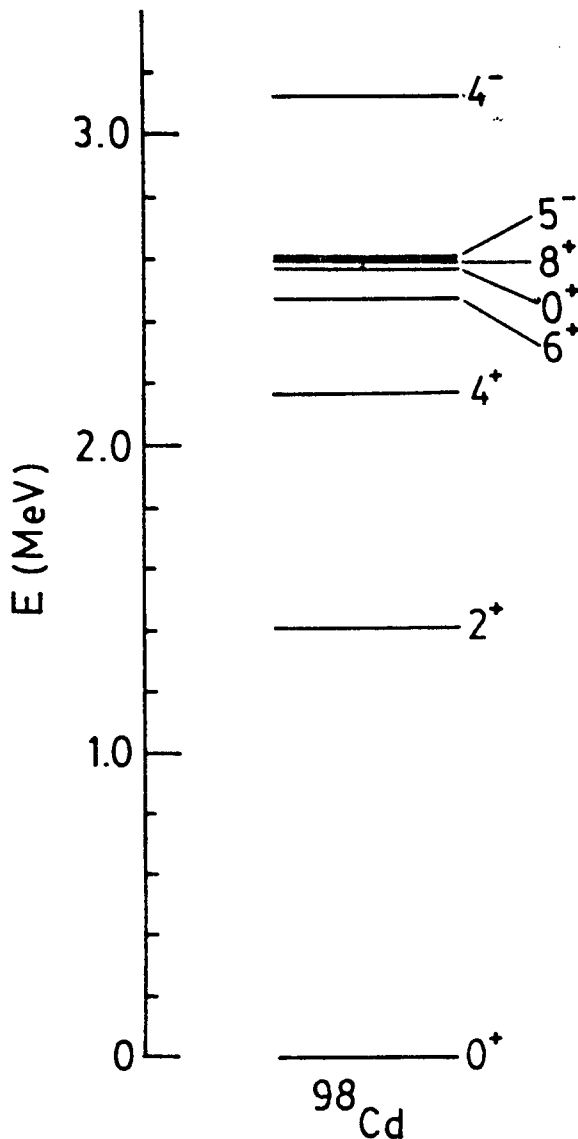


Figura 3

1) R.J.Liotta and C.Pomar, Nucl.Phys. A382(1982)1.

2) D.Gloeckner and F.Serduke, Nucl.Phys. A220(1974)477.

I.3 Multipletes de estados en la estructura del ^{205}Pb y ^{203}Pb [#]

J.Blomqvist, R.J.Liotta, C.Pomar y L.Rydström

El esquema de niveles del ^{205}Pb fue analizado mediante el modelo de capas. Las energías calculadas concuerdan muy bien con los resultados experimentales. Se puede concluir que las excitaciones de partícula-agujero no son significativas en la descripción de los niveles de baja energía, en ese núcleo. Este mismo núcleo fue también estudiado usando como base, estados correlacionados de dos agujeros multiplicados tensorialmente por estado de agujero independiente¹⁾. Se usaron los estados físicos de dos agujeros calculados por Kuo y Herling²⁾ aunque con modificaciones a los efectos de obtener un mejor acuerdo con los datos experimentales. Usando muy pocos estados correlacionados se pudo reproducir los valores obtenidos en el cálculo de modelo de capas. El acoplamiento de los estados de dos agujeros con los de un agujero independiente da origen a multipletes de estados tal como lo sugiere el modelo de acoplamiento débil. En estos acoplamientos la capa $p_{1/2}$ juega un importante rol en relación al bloqueo de algunos de los miembros de los multipletes.

Se estudió también el ^{203}Pb , es decir cinco agujeros en el ^{108}Pb , utilizando el método de capas por etapas sucesivas³⁾. Se utilizó como base el acoplamiento de los estados de cuatro agujeros (^{204}Pb) y un agujero "independiente" (^{207}Pb). Se observa que el principio de Pauli afecta fuertemente la mayoría de los estados de baja energía de la base, razón por la cual muchos de ellos tienen normas despreciables. Asimismo, muchos de los estados con grandes normas son paralelos entre sí. Por lo tanto los multipletes originados por los vectores $|^{207}\text{Pb} \otimes ^{204}\text{Pb}\rangle$ son en la mayoría de los casos incompletos y en general los estados físicos del ^{203}Pb (como el caso del ^{205}Pb) son bien descriptos en bases constituidas por unos pocos estados MSM. Los esquemas de niveles calculados concuerdan con los datos experimentales (existentes) dentro de los pocos (hasta 50) keV.

[#] Phys.Rev.C (en impresión).

¹⁾ T.T.S.Kuo and G.H.Herling, Naval Research Laboratory Report 2258 (Washington, D.C. 1981).

²⁾ Multistep shell-model method (MSM), R.J.Liotta y C.Pomar, Phys.Lett. 105B(1981)92.

I.4 Aplicación del método del modelo de capas en etapas sucesivas a núcleos livianos

R.J.Liotta, M.T.A.de Mehr y C.Pomar

El método del modelo de capas en etapas sucesivas ha sido aplicado a situaciones en las cuales el isospin se comporta como un buen número cuántico. En este caso el formalismo es una generalización del desarrollado para núcleos par-par (ver **I.2** en este Informe de Actividades) y hemos desarrollado un programa de cálculo llamado ISOS en el cual un sistema con s-partículas se consideran dividido en dos subsistemas de 2-partículas y n-partículas respectivamente. Hemos aplicado este formalismo a núcleos vecinos al ^{16}O con miras a describir el espectro del ^{24}Mg que posee características rotacionales. Los estados de partícula independiente y los elementos de matriz de interacción de dos partículas son los usados por Mc Grory en cálculos previos mediante el modelo de capas ordinario. El ^{20}Ne (cuatro partículas T=0) posee ya un espectro de energía de aspecto rotacional como se puede ver en la fig.1 . Es interesante analizar la estructura de los estados de la fig.1 en términos de la representación MSM.

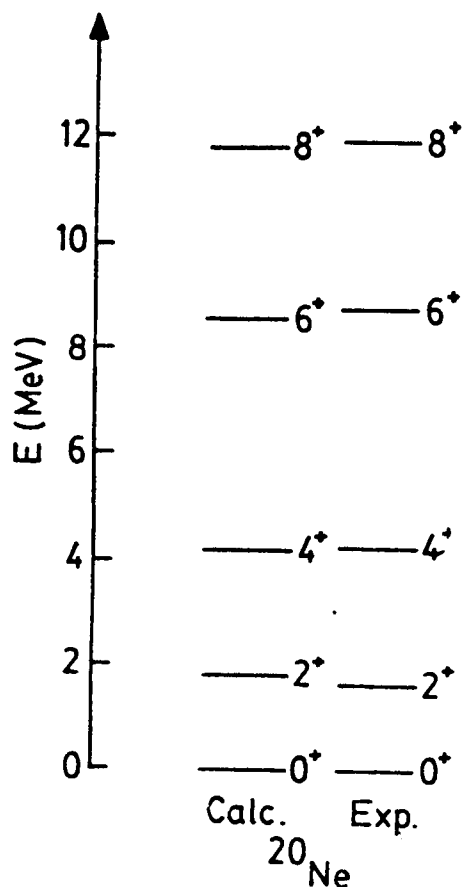


Figura 1

En la tabla 1 se muestran las proyecciones $F(\alpha_2 \beta_2; \alpha_4) = \langle \alpha_4 (P^+(\alpha_2) P^+(\beta_2)) \alpha_4 | 0 \rangle$ en términos de los estados de la base $(P^+(\alpha_2) P^+(\beta_2)) \alpha_4 | 0 \rangle$ para ciertos estados $|\alpha_4\rangle$ dados. Sólo los valores más grandes de F son incluidos.

Se ve claramente como los estados de dos partículas protón-neutrón inducen el carácter rotacional, en tanto que para cuatro partículas idénticas (núcleo-esférico) uno obtiene estados $|\alpha_4\rangle$ muy puros (generalmente un sólo estado de la base es suficiente para describirlo). En el caso del ²⁰Ne existe una fuerte mezcla de estados de dos partículas con T=0 y T=1.

Se ha iniciado ya el cálculo de los núcleos con seis partículas.

Tabla 1

α_4 (T=0) 0^+	α_2 (λT) _n	β_2 (λT) _n	$F(\alpha_2 \beta_2; \alpha_4)$
	(1^+1) ₁	(1^+1) ₁	1.01
	(3^+0) ₁	(3^+0) ₁	0.93
	(0^+1) ₁	(0^+1) ₁	1.09
	(2^+1) ₁	(2^+1) ₁	0.06
2^+	(1^+0) ₁	(3^+0) ₁	0.67
	(0^+1) ₁	(2^+1) ₁	0.83
4^+	(1^+0) ₁	(5^+0) ₁	0.66
	(0^+1) ₁	(4^+1) ₁	0.69
	(2^+1) ₁	(2^+1) ₁	0.82
6^+	(5^+0) ₁	(5^+0) ₁	0.95
	(2^+1) ₂	(4^+1) ₁	0.61
	(2^+1) ₁	(4^+1) ₂	0.76
8^+	(5^+0) ₁	(5^+0) ₁	1.18
	(4^+1) ₂	(4^+1) ₁	1.68

I.5 Tratamiento perturbativo de la interacción entre estados correlacionados de muchas partículas

R.J.Liotta y C.Pomar

Recientemente se han usado las técnicas de la función de Green para describir sistemas de muchos cuerpos en términos de dos subsistemas¹⁾. Nosotros estamos usando esas mismas técnicas para estudiar la evolución temporal del propagador de muchas partículas. Esta forma de tratar el problema permite introducir el concepto de "constante de acoplamiento" entre propagadores (bloques) que contienen un número arbitrario de partículas.

La función de Green de s-partículas se define como¹⁾

$$G(\beta_m \beta_n, \alpha_m \alpha_n; t) = i \langle 0 | T [P(\beta_n; t) P(\beta_m; t) P^+(\alpha_m) P^+(\alpha_n)] | 0 \rangle \quad (1)$$

donde $P^+(\gamma_n)$ es el operador de creación de un estado de n-partículas correlacionadas $|\gamma_n\rangle$.

La expresión (1) nos permite escribir una ecuación del tipo de la Bethe-Salpeter donde la intersección entre los bloques viene dada por un "núcleo" K tal que¹⁾,

$$[[H, P^+(\alpha_m)], P^+(\alpha_n)] = \sum_{\beta_m \beta_n} K(\alpha_m \alpha_n; \beta_m \beta_n) P^+(\beta_m) P^+(\beta_n) \quad (2)$$

Usando el núcleo de la ecuación (2) se obtiene una serie de diagramas TDA (las excitaciones de agujero no están incluidas) que puede ser sumado en todo los ordenes de perturbación.

La interacción inducida por el "núcleo" K origina una serie de diagramas de Feynman en la cual las líneas ahora representan bloques de muchas partículas (pueden ser fermiones o bosones). En la fig.1 está representado un diagrama de ese tipo, cuyo valor es

$$C = G_0(\alpha_m; \tau - t_1) G_0(\alpha_n; \tau - t_2) \sum_{\beta_m \beta_n} K(\alpha_m \alpha_n; \beta_m \beta_n) G(\beta_m \beta_n, \gamma_m \gamma_n; \tau - \tau) \quad (3)$$

donde $G_0(\alpha_m, t)$ es el propagador libre del estado $|\alpha_m\rangle$ de m-partículas correlacionadas.

Expresando la función de Green en la base $\sum_{\alpha_s} |\alpha_s\rangle \langle \alpha_s|$ y con

$$\Lambda(\alpha_m \alpha_n; \alpha_s) = \sum_{\beta_m \beta_n} K(\alpha_m \alpha_n; \beta_m \beta_n) \langle \alpha_s | P^+(\beta_m) P^+(\beta_n) | 0 \rangle \quad (4)$$

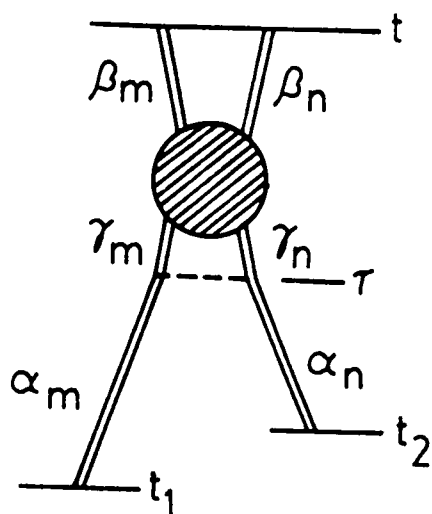


Figura 1

Los propagadores α_m y α_n (con m y n partículas, respectivamente) se propagan libremente hasta el tiempo τ donde la interacción K (ec.(4)) tiene lugar. Desde τ a t la función de Green se propaga completa. La contribución de este diagrama es la llamada C en la ecuación (3).

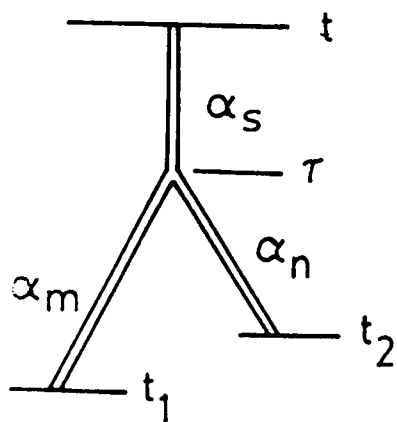


Figura 2

Acoplamiento de los propagadores α_m y α_n a α_s ($s=m+n$). El valor de la correspondiente constante de acoplamiento está dado por la ecuación (4).

se obtiene

$$C = G_0(\alpha_m; \tau - t_1) G_0(\alpha_n; \tau - t_2) \sum_{\alpha_s} G_0(\alpha_s; \tau - \tau) \Lambda(\alpha_m \alpha_n; \alpha_s) < 0 | P(\beta_n) P(\beta_m) | \alpha_s > .$$

Esta ecuación muestra claramente que Λ tiene el significado de una constante de acoplamiento. $\Lambda(\alpha_m \alpha_n; \alpha_s)$ acopla los estados $|\alpha_m\rangle$ y $|\alpha_n\rangle$ al estado de s-partículas $|\alpha_s\rangle$. El acoplamiento ocurre al tiempo $\tau > t_1(t_2)$, antes y después del cual los estados se propagan libremente como se muestra en la fig. 2.

Estos resultados incluyen sólo vértices TDA, por lo cual hemos generalizado la teoría a los efectos de incluir otros tipos de vértices. La introducción de los "vértices de dispersión" la hemos efectuado por medio del formalismo del método de capas en etapas sucesivas²⁾ (MSM). Para el caso del estado de una partícula el conmutador $[H, C_k^+]$ contiene la contribución Hartree-Fock y el conocido "vértice de dispersión" que se muestra en la fig.(3.a). Este vértice de dispersión partícula-agujero viene dado por:

$$\Lambda(k, k';) = \frac{1}{2} \sum_{k''} < k'' k' | V | i k > < v | C_{k''}^+ C_i | 0 >$$

y para el caso general fig.(3a) tenemos

$$\begin{aligned} \Lambda(\alpha_s \alpha_n; \nu) = & \sum_{\alpha_m \alpha_n} Y(\alpha_m \alpha_n; \alpha_s) [\Lambda(\alpha_n \alpha_n; \nu) F(\alpha_m \alpha_n; \alpha_s) \\ & + \Lambda(\alpha_m \alpha_n; \nu) F(\alpha_n \alpha_n; \alpha_s)] \end{aligned} \quad (5)$$

obtenido del formalismo MSM²⁾. La amplitud de la función de onda Y está definida por

$$|\alpha_s\rangle = (1 + \delta(n, m))^{-1} \sum_{\alpha_m \alpha_n} Y(\alpha_m \alpha_n; \alpha_s) P^+(\alpha_m) P^+(\alpha_n) | 0 \rangle$$

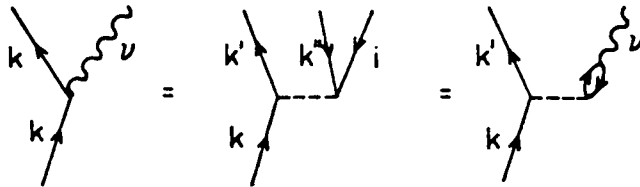
y $F(\alpha_m \alpha_n; \alpha_s) = \langle \alpha_s | P^+(\alpha_m) P^+(\alpha_n) | 0 \rangle$ (ver ecuación (2) y (5) en la ref.2)). La "constante de acoplamiento" a la derecha de la ecuación (5) se supone conocida de etapas anteriores de la MSM.

Como ilustración mostramos en la fig.(3c) uno de los diagramas de orden más bajo correspondiente al efecto de la polarización del carozo sobre dos bloques de "muchas partículas". De esa figura se infiere

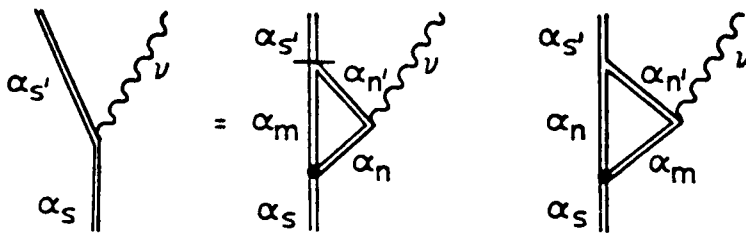
$$\langle \alpha_m \alpha_n | V_{eff} | \beta_m \beta_n \rangle = \sum_{\nu} \frac{\Lambda(\alpha_m \beta_m; \nu) \Lambda^*(\alpha_n \beta_n; \nu)}{W(\alpha_s) - W(\beta_m) - W(\nu) - W(\alpha_n)}$$

donde la elección de la energía $W(\alpha_s)$ dependerá del hecho de usar la teoría de perturbaciones de Rayleigh-Schrödinger o bien la de Brillouin-Wigner.

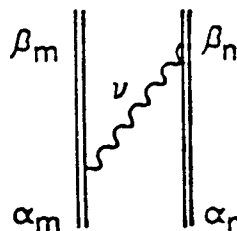
El tratamiento desarrollado constituye en principio una generalización de la teoría nuclear de campos³⁾ en la cual sólo se contempla el acoplamiento entre los grados de libertad correspondiente a dos partículas (ó partícula-agujero) y partícula independiente.



(a) Acoplamiento correspondiente a la dispersión de una partícula por un fonón partícula-agujero. La constante de acoplamiento es la misma de la Teoría Nuclear de Campos³⁾.



(b) Acoplamiento correspondiente a la dispersión de un bloque de "muchas partículas" por un fonón de partícula-agujero.



(c) Contribución de la "polarización del carozo" a la interacción efectiva entre dos bloques de muchas partículas.

Figura 3

¹⁾ G.G.Dussel and R.J.Liotta, preimpresión a ser publicada.

²⁾ Multi-step shell model method (MSM).

³⁾ D.R.Bes et al., Nucl.Phys. A260(1975)77.

I.6 Hacia una descripción microscópica de la discontinuidad del gráfico de Mallman

A.J.Kreiner y C.Pomar

Mallmann¹⁾ en el año 1959 encontró que las energías de las bandas del estado fundamental de los núcleos par-par cuando se la representa en la forma de cocientes de energía $R_I = (E_I - E_0)/(E_2 - E_0)$, ($I=6,8$) vs R_4 se ordenan sobre curvas suaves sugiriendo la existencia de un modo de excitación común a todos ellos. Posteriormente y ya con mucha más información experimental disponible, Mariscotti²⁾ haciendo uso del modelo fenomenológico VMI²⁾ encontró una expresión analítica de las curvas de Mallmann poniendo de manifiesto que eran necesarias dos familias de curvas en lugar de la única original. Todos los núcleos parecen yacer sobre dos familias disjuntas de curvas, en el gráfico de Mallmann, separadas por una discontinuidad muy marcada que podría reflejar dos tipos de excitaciones del núcleo radicalmente distintos.

Nuestro trabajo está orientado a hacer un análisis a nivel microscópico (en el marco del modelo de capas) de la sistemática mencionada y en particular de la peculiar discontinuidad observada. Al poner al día la información experimental hemos observado que si bien existen excepciones se confirma la regla ya enunciada²⁾ que "los núcleos mágicos y semimágicos yacen sobre la curva inferior mientras que aquellos con capas abiertas para protones y neutrones tienen en general la tendencia a ordenarse sobre la curva superior".

Hemos centrado nuestra atención alrededor de los cierres de capa. La fig.1 ilustra el caso particular del ^{90}Zr que puede ser considerado doblemente mágico con $N=50$ y $Z=40$. La violación de la regla enunciada por el ^{92}Zr (semimágico) la interpretamos como proveniente de la distinta naturaleza microscópica de los estados 0^+ , 2^+ y 4^+ (esencialmente $(d_{5/2})_J^2$, $J=0,2,4$) respecto de los estados 6^+ y 8^+ que requieren la excitación de diferentes grados de libertad. Vemos en efecto, que los núcleos semimágicos ^{92}Mo y ^{94}Ru en los cuales los estados 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ y 8^+ tienen esencialmente el mismo parentesco $(\pi g_{9/2})_J^2$ satisfacen la regla. Por otra parte cuando se agrega un par de neutrones a esos núcleos semimágicos se generan el ^{94}Mo y ^{96}Ru respectivamente, observándose que "saltan" a la rama superior justo en la discontinuidad ($R_4 \approx 1.8$). Es de notar que la interacción protón-neutrón activada al abrir la capa de neutrones no debería ser muy intensa de acuerdo a los criterios señalados por de Shalit y Goldhaber³⁾ pues $n_\nu \neq n_\pi$ y $l_\nu \neq l_\pi$ ($n_\nu(\pi)$ = número cuántico

co radial, $l_{y(\pi)}$ = número cuántico orbital). Debemos aquí destacar que en otros cierres de capa en los cuales se satisface $n_y \simeq n_{\pi}$ y $l_y \simeq l_{\pi}$ es decir orbitales con un gran "overlap" como en el ^{16}O y ^{40}Ca la transición al abrir ambas capas es marcadamente más definida sugiriendo con mayor claridad la importancia de la intervención protón-neutrón en relación a la existencia de las dos familias de curvas y de la discontinuidad en el gráfico de Mallmann. Usando elementos de matriz efectivos en diversos cierres de capa hemos corroborado la relevancia de la interacción protón-neutrón en relación a la existencia de una discontinuidad en el gráfico de Mallmann.

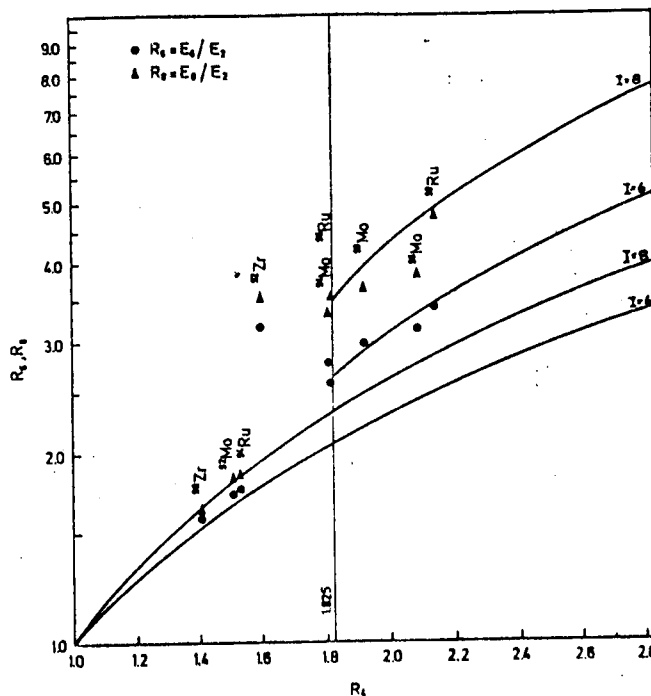


Figura 1

- 1) C.A.Mallmann, Phys.Rev.Lett. 2(1959)507.
- 2) M.A.J.Mariscotti, Phys.Rev.Lett 24(1970)1242.
- 3) A.de Shalit y M.Goldhaber, Phys.Rev. 92(1952)1211.

1.7 Descripción cuántica de la discontinuidad en el gráfico de Mallmann

A.J.Kreiner

Se da una descripción cuántica de un lado de la discontinuidad en el gráfico de Mallmann (gráfico de cocientes de energía $E(1)/E(2)$ en función de $E(4)/R(2)$) para bandas del estado fundamental en núcleos par-par resolviendo de manera exacta un hamiltoniano del tipo estiramiento centrífugo. Se discute su relación con el hamiltoniano de Bohr.

I.8 Distribución de carga y efectos de apareamiento en fisión fría

D.Napolí, D.Otero, A.Plastino, A.N.Proto, R.H.Levine

Mediante la aplicación del método de la "sorprisa"¹⁻³⁾ se estudia la estructura fina de la distribución de los productos de fisión. Se comprueba que puede atribuirse a los efectos de apareamiento de nucleones en el punto de escisión. El ajuste de la información experimental permitió hallar una correlación con la distribución de carga entre los fragmentos. El máximo de entropía sugiere una distribución alternativa a las hipótesis usuales (ECD,MPE) con una fuerte preferencia por la formación de núcleos par-par. Estos resultados indican que el proceso de equilibrio de carga es más lento de lo que generalmente se supone⁴⁾.

¹⁾ Y.Alhassid and R.D.Levine, J.Chem.Phys. 67(1977)4321

²⁾ Y.Alhassid and R.D.Levine, Phys.Rev. A18(1978)89

³⁾ D.Otero, A.N.Proto and A.Plastino, Phys.Lett. 98B(1981)225

⁴⁾ R.Vandebosch and J.R.Huizenga, Nuclear Fission (Academic Press, New York, 1973).

I.9 Cálculo de elementos de matriz a partir del principio variacional dependiente del tiempo

M.C.Cambiaggio, G.G.Dussel y M.Saraceno

Se da una prescripción general para el cálculo de elementos de matriz obteniéndolos como componentes Fourier del valor medio dependiente del tiempo del operador, evaluado con una solución periódica de las ecuaciones variacionales. Se la aplica a la solución de Hartree-Fock dependiente del tiempo del modelo de Lipkin. En el segundo ejemplo se aplica el método de Hartree-Fock-Bogoliubov dependiente del tiempo a un sistema de dos niveles con interacción de apareamiento. En ambos casos se comparan los elementos de matriz y las energías de excitación obtenidas en este tratamiento, con los valores exactos y se logra un muy buen acuerdo para generaciones grandes.

I.10 Cálculos de mezcla de configuraciones en modelos con solución exacta[#]

M.C.Cambiaggio, A.Plástico, L.Szybisz y H.G.Miller

Se han realizado cálculos de mezcla de configuraciones en dos modelos de cuasi-spin, usando una base de estados que son soluciones de un conjunto particular de ecuaciones de Hartree-Fock. Todas estas soluciones, aún aquellas que no corresponden al mínimo global, contienen información física interesante. Se obtiene un acuerdo relativamente bueno con los estados exactos más bajos. En particular, se obtiene una mejor aproximación para el estado fundamental que la correspondiente a la teoría de Hartree-Fock.

[#] Nucl.Phys. A403(1983)381.

I.11 Superposición máxima y fenómenos críticos[#]

M.C.Cambiaggio y A.Plástico

Se reformula el tratamiento de máxima superposición de Kümmel y se lo compara con otro método basado en coordenadas generadoras. Se utilizan dos modelos de cuasi-spin. Se ve que el primer enfoque teórico es superior al segundo para el estudio de fenómenos críticos.

[#] Nucl.Phys. A403(1983)365.

I.12 Sobre un esquema iterativo para la solución de ecuaciones variacionales con vínculos

M.C.Cambiaggio y H.G.Miller

Se ha investigado un método iterativo para la solución de ecuaciones variacionales con vínculos propuesto por Mang y colaboradores. Se encuentran serias dificultades en el esquema iterativo usado para satisfacer la ecuación de vínculo. Se ha realizado un cálculo simple en un modelo con solución exacta para ilustrar la falta de convergencia del método.

I.13 Métodos para describir la coexistencia de grados de libertad competitivos en un sistema de muchos cuerpos

R.M.Quick, M.C.Cambiaggio y H.G.Miller

Se presentan y discuten varios métodos para obtener una descripción de un sistema de partículas en interacción en el cual coexisten grados de libertad competitivos. Maneras posibles de tratar tales problemas pueden encontrarse y aproximarse utilizando la imagen del problema sobre un sub-espacio paramétrico del espacio de Hilbert completo.

Se ha realizado un cálculo en un modelo simple que es una versión generalizada del modelo de Lipkin que contiene no sólo una interacción monopolar sino también una interacción de apareamiento de cuasi-spin. A medida que se varían las intensidades relativas de ambas interacciones del sistema sufre una transición de fase que puede describirse con estos métodos.

I.14 Correlación de pares en sistemas bosónicos

P.Curutchet, J.Dukelsky y H.M.Soffa

El propósito de este trabajo es aproximar el estado fundamental de ciertos sistemas mediante un condensado de pares de bosones. Es decir que estudiamos la posibilidad de obtener superfluidez bosónica del mismo modo que con los pares de Cooper se genera estado fundamental de los núcleos superconductores. Comparamos esta aproximación con los resultados exactos para el caso de los núcleos deformados en el límite SU3 y con la aproximación de Hartree constreñida en momento angular¹⁾ que supone que la función de onda del estado fundamental es la de un condensado de un único tipo de bosones.

Suponemos un Hamiltoniano cuadrupolo-cuadrupolo

$$H = -KQQ$$

donde

$$Q = (s^+ d^+ + d^+ s)^2 + \frac{\chi}{\sqrt{5}} (d^+ d)^2$$

La forma y parametrización del operador cuadrupolar bosónico es la misma tanto en el Hamiltoniano como en el operador de la transición E2 como fue sugerido por Warner y Gaster²⁾.

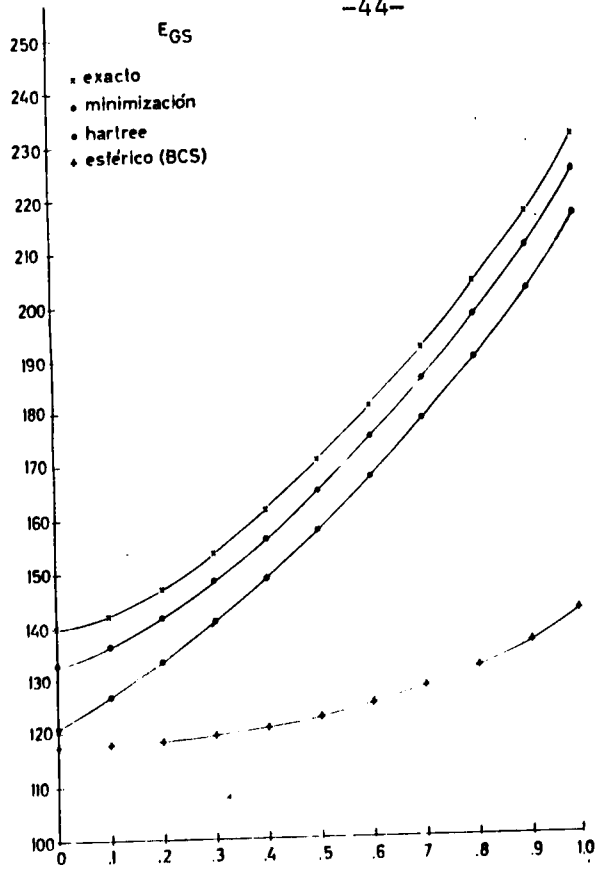


Figura 1

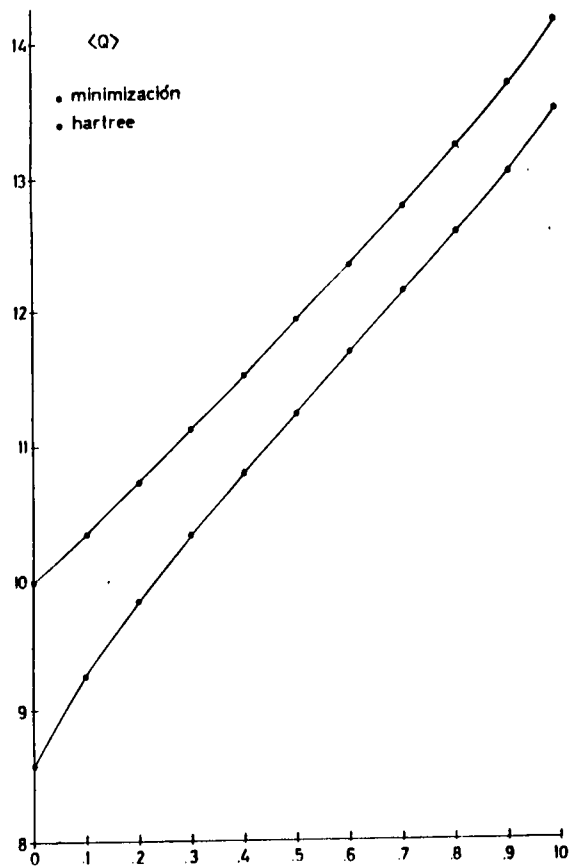


Figura 2

El problema fue resuelto con un método variacional. Se encontraron los coeficientes de la transformación

$$\Lambda^+ = \sum_{ij} c_{ij} \gamma_i^+ \gamma_j^+$$

que minimizan el valor de expectación de H en el estado fundamental y donde γ^+ crea el estado de un bosón. Suponiendo que la función de onda del estado fundamental es la de un condensado de Λ^+

$$|\phi_N\rangle = \frac{\Lambda^{+N} |0\rangle}{O(N)^{1/2}} \quad \text{con } O(N) = \langle 0 | \Lambda^N \Lambda^{+N} | 0 \rangle$$

resolvimos el conjunto de ecuaciones

$$\frac{\delta \langle 0 | \Lambda^N H \Lambda^{+N} | 0 \rangle}{\delta O(N)} = 0$$

Esta transformación es equivalente a un cálculo Hartree-Bose-Bogoliubov que conserva el número de bosones. En este formalismo las funciones de onda y las energías dependen de un único parámetro χ , que aparece en la estructura interna del operador Q. Se trató toda la región entre las simetrías SU(3) y O(6) incluyéndolas, haciendo variar χ entre $-\sqrt{7}/2$ y 0 respectivamente.

Los cálculos se hicieron incluyendo un total de 10 bosones con $l=0,2$. Los resultados se muestran en la Fig.1 donde graficamos valores positivos de la energía del estado fundamental en función de χ para dos casos:

- a) Funciones de onda axialmente simétricas.
- b) Los pares correlacionados de bosones se acoplaron a momento angular cero (Cálculo BCS).

Los resultados preliminares de este método comparados con los provenientes de una diagonalización del Hamiltoniano (CODIGO PHINT) muestran una mejora con respecto a los obtenidos con la aproximación Hartree-Bose.

En la Fig.2 graficamos el valor medio del operador cuadrupolar (momento cuadrupolar estático) en función del parámetro χ y encontramos que es más pequeño que el obtenido con la aproximación Hartree-Bose pero no va a cero en el límite O(6). Esto es debido a que los estados intrínsecos no tienen a la seniority como un buen número cuántico.

1) J.Dukelsky, G.Dussel, R.Perazzo, I.Soffia, Phys.Lett. B130(1983)123.

2) D.D.Warner and F.R.Casten, Phys.Rev. C25(1982)2019.

I.15 Un modelo de Bosones de cuartetos en interacción[#]

J.Dukelsky, P.Federman, R.P.J.Perazzo y H.M.Sofía

Un nuevo modelo de bosones se presenta, en el cual los bosones representan cuartetos de dos neutrones y dos protones en lugar de pares de nucleones idénticos. El modelo se aplica al cálculo del espectro de energías del ^{168}Er y otros núcleos pares-pares de la zona de las tierras raras, que contengan igual número de neutrones y protones de valencia, con resultados muy satisfactorios.

[#] Phys.Lett. 115B(1982)359.

I.16 El núcleo como un condensado de vibraciones de pairing monopolares y cuadrupolares[#]

R.A.Brogliá, E.Maglioné, H.M.Sofía y A.Vitturi

Se ha dicho que las funciones de onda alineadas, y la función de onda obtenida restringiendo los pares de partículas a acoplarse a momento angular cero y dos, como se utiliza en el modelo de fonones cuadrupolares (QPM) y en el modelo de bosones en interacción (IBM) son, para sistemas fuertemente deformados, bastante diferentes. Se hacen bastante similares en el límite vibracional y muestran distintos grados de semejanza en situaciones intermedias (anarmónicas).

Hasta qué extensión estas diferencias aparecen por sí mismas en las propiedades predichas del espectro nuclear de bajas energía es un interrogante no resuelto aún. En un intento para clarificar este punto hemos calculado el espectro, las transiciones electromagnéticas y las probabilidades de transferencia de dos nucleones para algunos núcleos transicionales y fuertemente anarmónicos, dentro del marco de la Teoría Nuclear de Campos (NFT) y en la versión del modelo de pares alineados. Estos cálculos microscópicos dependen de las constantes de interacción de pairing y particle-hole. Hemos encontrado que para valores comunes de estos parámetros, los momentos de inercia de las bandas β y γ son demasiado pequeños.

Mientras que la forma principal de las transiciones de fase observadas en los isótopos del Sm están de acuerdo con el modelo, se observan mayores desviaciones en las propiedades de las vibraciones β , y en conexión con la intensidad de la transferencia de dos nucleones asociada con el estado 2^+ de la banda rotacional del estado fundamental.

[#] Nucl.Phys. A375(1982)217.

I.17 Búsqueda de estados de dos fonones octupolares en el ^{108}Pb [#]

M.A.J.Mariscotti, D.R.Bes, S.L.Reich, H.M.Sofía, P.Hungerford, S.A.Kerr, K.Schreckenbach, D.D.Warner, W.F.Davidson y W.Gelletly

Se llevó a cabo una búsqueda de estados de dos fonones vibracionales octupolares en el ^{208}Pb usando la reacción $^{207}\text{Pb}(n_{\text{th}}, \gamma)$ en el Reactor de alto flujo del Instituto Laue-Langevin en Grenoble.

El espectro de electrones de conversión fue barrido con el espectrómetro BILL con una sensibilidad de 20 μb en intervalos de 4-6 MeV. Se realizaron mediciones de rayos γ independientes y coincidencias a la salida de la guía del haz de neutrones térmicos H22-F alcanzando una sensibilidad de 80 μb para energías de alrededor de 0.511 MeV. Además el espectro simple fue investigado con el espectrómetro de pares en la facilidad del haz tangencial.

Se observaron niveles a (energías en keV y paréntesis para identificación tentativa de niveles y asignaciones de spin-paridad): 2614.4, 3^- ; 3997, (3^-); 4084.7, 2^+ ; 4253, ($2^-, 3^-$); 4704, ($2^-, 3^-$); (4882.0), (0^+); (4904.9), (0^+); 4935, 2^+ ; (6343), (2^+) y el estado $0^-, 1^-$ de captura a 7367.9 keV. El nivel 4882.0 keV probablemente corresponde a la conocida vibración de pairing de dos neutrones. Posibles candidatos para la excitación del doble fonón octupolar son los estados (0^+) (4904.9) y 2^+ 4935 keV. El formalismo de la Teoría Nuclear de Campos se utilizó para calcular valores relativos de transiciones y energías para estados en el ^{208}Pb bajo varias suposiciones. El resultados más importante de la comparación de teoría y experimento es que las propiedades experimentales del 2^+ 4935 keV favorece la interpretación de este estado como una vibración de un doble fonón octupolar más que la de un estado de un fonón cuadrupolar no colectivo.

[#] Nucl.Phys. A407(1983)98.

I.18 Dos partículas correlacionadas en la Aproximación de la Serie Principal[#]

J.Dukelsky, G.G.Dussel y H.M.Sofía

La Aproximación de la Serie Principal se la utiliza para la descripción del estado de dos cuasipartículas correlacionadas, posibilitando un tratamiento de estos estados que tiene en cuenta el acoplamiento entre

las funciones de Green de dos partículas y la función de Green de partícula-agujero. Esta descripción está relacionada a un tratamiento del tipo de la Aproximación de Fases al Azar (RPA) de los estados colectivos en núcleos de capa abierta que incluye simultáneamente las versiones partícula-partícula y partícula-agujero de hamiltoniano nuclear residual. Usando interacciones separables se encuentra que la inclusión de la parte partícula-partícula del hamiltoniano cambia mucho las propiedades del estado 2^+ en los isótopos del Sn.

Phys.Rev. C27(1983)2954.

I.19 Interacciones separables y estados excitados en núcleos de capa abierta[#]

J.Dukelsky, G.G.Dussel y H.M.Sofía

Fueron calculados los elementos de matriz importantes del hamiltoniano para una descripción de los estados colectivos en la Aproximación de Fases al Azar (RPA) en núcleos de capas abiertas. En el caso de interacciones separables se demostró que es necesario incluir las interacciones partícula-partícula y partícula-agujero simultáneamente. La regla de suma promediada en energía para el operador electromagnético (con momento angular 1) se reduce significativamente por el uso de la interacción de pairing con el mismo momento angular.

J.Phys.G: Nucl.Phys 8(1982)L191.

I.20 El cálculo de RPA de cabezas de bandas rotacionales para sistemas de muchos bosones[#]

J.Dukelsky, G.G.Dussel, F.P.J.Perazzo y H.M.Sofía

Se utiliza la RPA para corregir las energías autoconsistentes de Hartree de bosones independientes. Los estados espúreos que aparecen pueden ser eliminados. El método es ejemplificado con un hamiltoniano SU_3 con sólo bosones s y d.

Phys.Lett. 129B(1983)1.

I.21 Conexión entre operadores de un cuerpo en los espacios bosónicos y fermiónicos[#]

B.R.Barrett, H.M.Sofía y J.P.Vary

En este trabajo los operadores de un cuerpo en el espacio de fermiones se describen como pseudo operadores de dos cuerpos en el mismo espacio. Transformaciones unitarias arbitrarias de dos cuerpos permiten una transcripción de los resultados a una base de modos colectivos de dos cuerpos. Este último resultado prevee una útil relación con el Modelo de Bosones en Interacción (IBM), ya que su forma es similar a la supuesta por el IBM para operadores de un cuerpo en el espacio de bosones.

[#] Phys.Rev.C (enviado para su publicación).

I.22 Los momentos de la función excitación

G.G.Dussel, R.P.J.Perazzo, S.L.Reich y H.M.Sofía

En este trabajo demostramos que un momento de orden n de la función excitación está determinado por el mismo orden de la expansión perturbativa de Brillouin-Wigner. Este hecho se utiliza para estudiar el momento de segundo orden para excitaciones colectivas y de partícula independiente en el marco de la Teoría Nuclear de Campos. Discutimos, además, la relación del momento de segundo orden con el ensanchamiento de la resonancia isovectorial gigante M_1 en el ^{208}Pb .

[#] Nucl.Phys. A401(1983)1.

I.23 Aproximación de Hartree "crankeado" para sistemas de muchos bosones en interacción[#]

J.Dukelsky, G.G.Dussel, R.P.J.Perazzo y H.M.Sofía

Se ha desarrollado el método variacional de Hartree para núcleos deformados rotantes, para ser aplicados a bosones. Este método no está limitado a bosones s y d y puede ser extendido a espacios de bosones más complejos. Se compara una aplicación a sistemas bien deformados incluyendo bosones $g(l=4)$, con la solución exacta del hamiltoniano $H = -\chi Q_2 \cdot Q_2$.

[#] Phys.Lett. 130B(1983)123.

I.24 Asignación de cascadas de spin alto a los isótopos ^{98}Rh y ^{98}Pd [#]

M.Behar, A.M.J.Ferrero, A.Filevich y A.O.Macchiavelli

Mediante el uso de las reacciones $^{96}\text{Ru}(\alpha, xn \gamma p)$ y $^{98}\text{Ru}(d, xn \gamma p)$ se ha podido asignar, sin ambigüedad, cascadas de spin elevado, a los isótopos ^{98}Rh y ^{98}Pd . Así, la banda encabezada por el rayo gama de 841.3 fue asignada a ^{98}Rh y la que comienza con el rayo de 862.6 keV lo fue al isótopo ^{98}Pd . En el caso del ^{98}Rh la banda descansa sobre el estado fundamental (2^+).

[#] Z.für Physik (aceptado para su publicación).

I.25 Tratamiento del grado de libertad de apareamiento por el método de la ecuación de movimiento[#]

F.Andreozzi, A.Covello, A.Gargano, E.E.Maqueda y R.P.J.Perazzo

Se trata al Hamiltoniano de la fuerza de apareamiento ($J=0, T=1$) isoescalar por medio de la ecuación de movimiento para los operadores de creación de pares. Se derivan ecuaciones exactas para estados de seniority igual a cero de N nucleones. Se muestra que estas ecuaciones pueden resolverse por un procedimiento progresivo que consiste en ir agregando pares de nucleones al "carozo". Se da un método que remueve los efectos espúreos provenientes de redundancias en el conjunto de los vectores de la base. Se puede aplicar la teoría en distintos niveles de aproximación, dependiendo del número de estados del "carozo" que se elijan para construir los vectores de la base. Son de especial interés los órdenes más bajos de aproximación, que son muy simples de aplicar. Para apreciar el valor práctico del presente trabajo se realizaron cálculos en un modelo de tres niveles utilizando la teoría al primer orden, tal que los estados del "carozo" se reducen al estado más bajo en energía de cada valor del isospín total. La comparación con los resultados exactos muestran, para todos los valores de N que hay un acuerdo muy bueno de las energías, probabilidades de ocupación y amplitudes de transferencia de dos nucleones.

[#] Phys.Rev. C27(1983)370.

I.26 Estructura de los estados de alto spin del ^{100}Rh [#]

M.A.J.Mariscotti, A.O.Kreiner, G.García Bermúdez y P.Thieberger

En el último informe presentamos¹⁾ un esquema de niveles para los estados de alto spin del ^{100}Rh . Cálculos basados en el modelo de dos cuasipartículas más un rotor²⁾, han sido llevados a cabo para entender la estructura de estos estados. Los resultados principales de aplicar este modelo modificado por la introducción de una interacción p-n actuando sobre los nucleones de valencia, y de un momento de inercia variable, son: a) A pesar de que el ^{100}Rh yace en una zona de la Tabla Periódica caracterizada por núcleos esféricos, este modelo rotacional, en su forma más simple, es apropiado para reproducir los rasgos principales de los niveles más bajos; b) la interacción p-n tiene poca influencia pero ayuda a mejorar el acuerdo, especialmente en lo que hace al primer 7^+ ; c) la hipótesis de un momento de inercia variable es esencial para obtener acuerdo con los niveles por encima del multiplete inferior. En particular, la aplicación del modelo VMI con los parámetros $\mathcal{O}$ y C extraídos de las energías del carozo ^{98}Ru brinda un muy buen acuerdo con los datos experimentales. Puesto que el ^{98}Ru es descrito por la raíz "anómala" del VMI (que corresponde a $\mathcal{O} < 0$), los resultados de este trabajo constituyen el primer caso en el cual tal raíz es aplicada a la descripción de un núcleo doblemente impar.

[#] Nucl.Phys. (enviado para su publicación)

1) M.Behar, A.Ferrero, G.García Bermúdez, A.J.Kreiner, A.O.Macchiavelli, M.A.J.Mariscotti y C.Baktash, Progress Report 1980-1981. Department of Physics, CNEA NT-5/82 (1982) pag. b.20.

2) A.J.Kreiner, Z.Phys. A288(1978)373.

I.27 Nuevos datos para el controversial esquema del ^{100m}Rh

H.Huck, A.Jech, M.A.J.Mariscotti, A.Filevich y P.Thieberger

En un informe anterior¹⁾ se había propuesto el esquema de decaimiento mostrado en la Fig.1 como vía de solución de la controversia existente con respecto al decaimiento del ^{100m}Rh ²⁻⁴⁾. Para confirmar la validez de este esquema que implica aceptar la existencia de dos dobletes no resueltos, se realizaron nuevas mediciones del decaimiento de este isómero, con el objeto de determinar las intensidades gama de las líneas de 32.6, 42.1 y 74.8 keV.

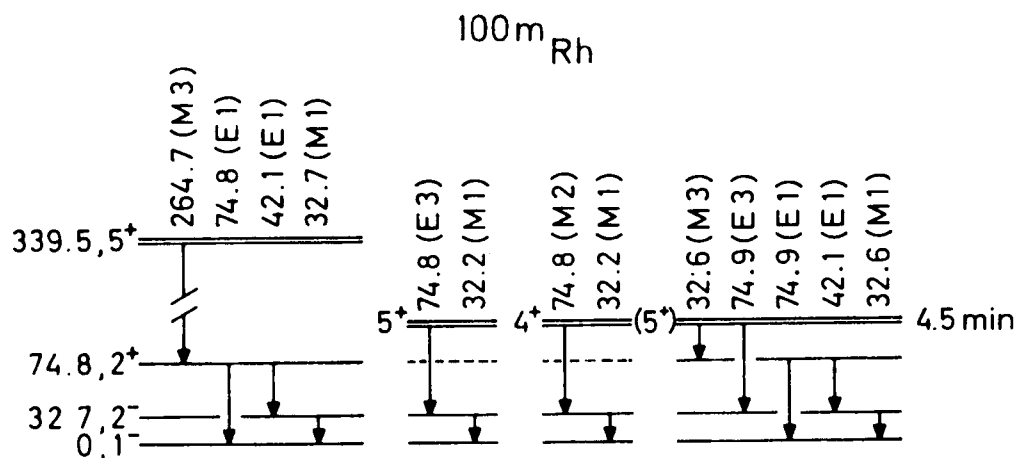


Figura 1

El ^{100}mRh se produjo mediante la reacción $^{100}\text{Ru}(d,2n)$ a 20 MeV utilizando el acelerador Tandem Van de Graff del Brookhaven National Laboratory. Espectros simples y de coincidencias fueron acumulados durante períodos de 3 minutos sin haz siguiendo irradiaciones de 3 minutos con una corriente de 5 uA, con dos detectores de Ge(Li) de alta resolución y eficiencia a bajas energías.

Con las intensidades gama obtenidas de los espectros simples, se calcularon los coeficientes de conversión "efectivos" para los dobletes de 32.6 y 74.9 keV, el segundo de los cuales resulta un 80% mayor que el medido por Babenko⁴⁾. Sin embargo si con los coeficientes de conversión efectivos así deducidos uno calcula la intensidad X esperada, estos resultan estar en completo acuerdo con la observada en los espectros simples (ver Tabla I).

Tabla I

Energ.	Multiplicidad	Intensidad gama medida	Intensidad gama deducida	Inten. total deducida	coef. conver. efec. deducido	coef. conver. efec. medido	Inten. X ded.	Inten. X med.
32.6	M ₃ M ₁	100	$2 \cdot 10^{-2}$ 100	90 103 ⁸	10.4 ± 1	8.1 ± 3	$(4.7 \pm 4) 10^4$	$(4.6 \pm 4) 10^4$
42.1	E ₃	9.6 ± 1	9.6 ± 1	27				
74.9	E ₃ E ₁	46 ± 5	20 ± 2 26 ± 3	101 ³ 36	21.8 ± 2	12 ± 3		

Debido a la presencia de vidas medias⁵⁾ en los niveles 2^+ y 2^- las mediciones de coincidencias solo muestran resultados positivos en cuanto a la radiación X entre si y esta con la línea de 32.6 keV. Esto presta evidencia adicional a la validez del esquema propuesto.

Debe señalarse que el análisis presentado se basa en la hipótesis de

que el isómero^{2,3)} tiene spin y paridad 5^+ . Pero también 5^- sería una posibilidad a tener en cuenta. En este caso el valor de intensidad X deducida se reduce a $(3,6 \pm .4) \times 10^4$ lo que implica un desacuerdo con el dato experimental.

-
- 1) Progress Report 1980-1981, Department of Physics, CNEA NT-5/82
 - 2) J.Sieniowski, Acta Phys. Polonica, B5(1974)549.
 - 2) B.G.Kiselev et al., Izv.Akad.Nauk.Ser.Fizika 42(1965)823
 - 4) V.V.Babenko et al., Izv.Akad.Nauk.Ser.Fizika 44(1980)1056
 - 5) A.M.Bizzeti-Sona et al., Z.Phys. A311(1983)

I.28 Estados de alto spin en ^{218}Ra

J.Fernández Niello, H.Puchta, F.Riess y W.Trautmann

Estados yrast en ^{218}Ra hasta spin y paridad $I^\pi = 17^-$ han sido identificados por medio de la reacción $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, 3n)$ y técnicas clásicas de espectroscopía gama. El esquema de niveles está caracterizado por dos bandas de paridad opuesta y espaciamiento de niveles aproximadamente constantes. Una cascada de fuertes transiciones interbandas El conecta ambas bandas.

La banda de paridad negativa, que se observa del estado $I^\pi = 5^-$ al estado $I^\pi = 17^-$, es interpretada como una banda vibracional octupolar. El esquema de niveles puede ser adecuadamente reproducido en el límite vibracional del modelo IBA1, el cual no puede dar cuenta, sin embargo, de las fuertes transiciones El que alimentan la banda negativa de la banda del estado fundamental.

I.29 Evidencia de bosones g en el espectro del ^{218}Ra

J.Dukelsky, J.Fernández Niello, H.M.Soffa y R.P.J.Perazzo

El espectro de energía y el esquema de decaimiento del ^{218}Ra no puede ser explicado con el modelo de bosones interactuantes (IBA) a menos que se incluyan bosones g. Esto es hecho restringiendo la base a estados totalmente alineados. El modelo desarrollado es aplicable a cualquier situación en donde prevalezca un esquema vibracional.

I.30 Estudio de estados de alto spin en ^{217}Ra

C.Mittag, F.Riess, H.Puchta y J.Fernández Niello

Se presenta el estudio espectroscópico del isótopo ^{217}Ra , cuyo esquema de niveles ha sido establecido hasta el spin $I=47/2$. Los estados debajo de un nivel isomérico a 2.393 MeV se agrupan en tres bandas, una de las cuales es de paridad negativa. Esta bandas pueden comprenderse a partir de configuraciones de 3 neutrones en el marco del modelo de capas. Sin embargo, fuertes transiciones El entre la banda de paridad negativa y una de las bandas con paridad positiva sugieren la existencia de una deformación octupolar.

I.31 Deformaciones del núcleo ^{75}Kr

G.García Bermúdez, C.Baktash y C.J.Lister

Piercey¹⁾ estudió, recientemente, el esquema de decaimiento del $^{74-76}\text{Kr}$ y observó que la energía del primer estado excitado 2^+ es diferente del valor obtenido extrapolando las energías de estados a altos impulsos angulares. Esta desviación fue interpretada como consecuencia de la perturbación existente entre el estado de menor energía y primer estado excitado 0^+ suponiendo que ambos posean deformaciones diferentes. Concluyen que el estado 0^+ de menor energía posee una deformación alta ($\beta \approx 0.4$) y el primer excitado es prácticamente esférico. Por lo tanto es interesante el estudio del núcleo ^{75}Kr , debido a que se encuentra entre los núcleos ^{74}Kr y ^{76}Kr , y podría llegar a mostrar algún efecto proveniente de la deformación.

Se investigaron los estados a altos impulsos angulares en el ^{75}Kr , utilizando la reacción $^{40}\text{Ca}(^{39}\text{K}, 3\text{pn})$, con un haz de ^{39}K a 120 MeV de energía provista por el acelerador Tandem del Brookhaven National Laboratory. De la enorme cantidad de transiciones gama observadas se realizó la identificación isotópica de las mismas midiendo las coincidencias temporales entre las transiciones gama y las partículas emitidas por el núcleo compuesto. El experimento consistió en un detector $\text{Ge}(\text{Li})$ en coincidencia con un telescopio de partículas cargadas $E-\Delta E$ y para la detección de neutrones se utilizó un centellador líquido. A partir del análisis de las coincidencias gama-gama y distribuciones angulares se logró construir el esquema de decaimiento que muestra la Fig.1. Los resultados

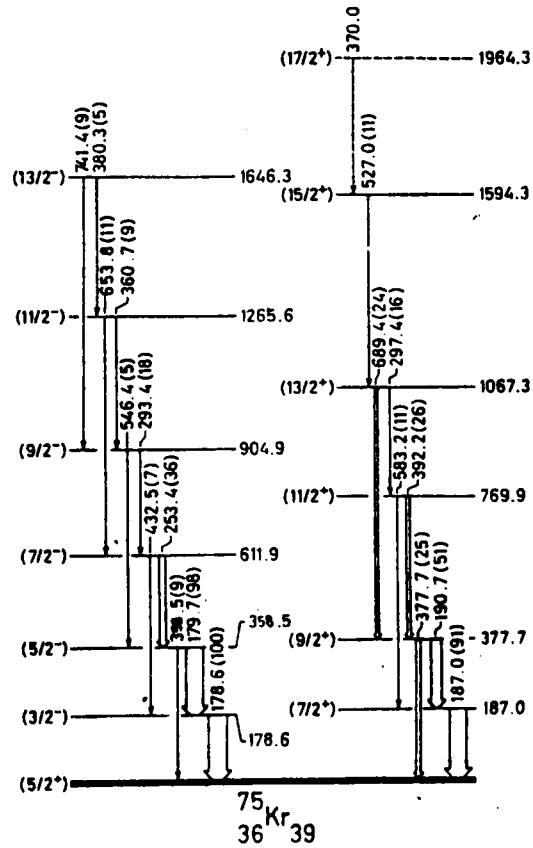


Figura 1

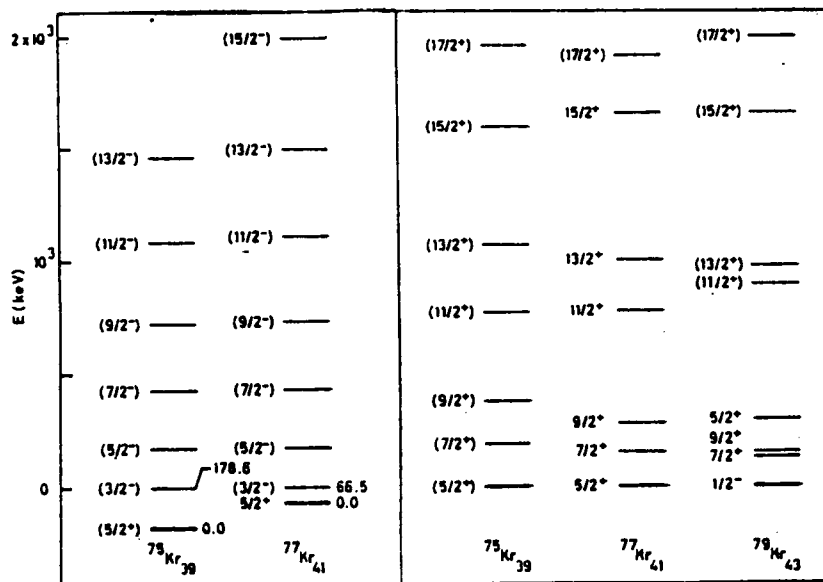


Figura 2

obtenidos del decaimiento del ^{75}Kr al ^{75}Br sugieren que $I = (5/2^+)$ para el estado de menor energía del ^{75}Kr . Cuando se comparan los resultados obtenidos en el ^{75}Kr con el ^{79}Kr , como lo muestra la Fig.2, se observa que el decaimiento en ambos núcleos es muy similar. Del ajuste de la cascada de paridad negativa, basada en el estado $(3/2^-)$ con una energía de 178.6 keV, se obtiene un parámetro rotacional igual a $A = \hbar^2/2\mathcal{C} = 36(1)$ keV. Realizando el mismo procedimiento en bandas $(3/2^-)$ de núcleos vecinos como ser ^{73}Se y ^{77}Kr se obtienen valores similares de 35(1) keV y 34 keV respectivamente. El origen de las bandas de paridad positiva se debe a que el nivel de Fermi de los neutrones, en esta zona de masas, (para $\beta \approx 0.3$) se encuentra en la mitad, aproximadamente, de la capa $g_{9/2}$. En la Fig.2 se muestra la sistemática de las bandas de paridad positiva en los isótopos del Kr. El estudio del ^{79}Kr (Ref.3) establece la existencia de tres bandas basadas en las configuraciones de Nilsson $1/2^-[301]$, $5/2^-[303]$ y $5/2^+[422]$. Para los isótopos más livianos las bandas de parentesco $5/2^+[422]$ y $3/2^-[301]$ resultan ser más favorecidas, debido a la reducción del nivel de Fermi. Cálculos teóricos, realizados utilizando el modelo de Nilsson en el cual la cuasipartícula impar es acoplada a un carozo rígido, describen razonablemente bien estas bandas positivas en el ^{79}Kr (Ref.3) y el ^{77}Kr (Ref.4) asumiendo una deformación del orden de $\beta \approx 0.3$. Finalmente la Fig.2 muestra que los niveles del ^{75}Kr tienen un espaciamiento ligeramente mayor que los que posee el ^{77}Kr , efecto que puede ser interpretado como un incremento de la deformación ($\beta \approx 0.32$) al producir una reducción de la perturbación originada por la fuerza de Coriolis.

Concluyendo, de la interpretación de los datos experimentales se sugiere que la alta deformación propuesta en los núcleos $^{74-76}\text{Kr}$ no se refleja en el núcleo ^{75}Kr .

-
- 1) R.B.Piercey et al., Phys.Rev.Lett. 47(1981)1514
 - 2) E.Nolte and P.Vogt, Z.Physik A275(1975)33
 - 3) M.Behar et al., Phys.Rev. C26(1982)1417
 - 4) A.J.Kreiner and M.A.J.Mariscotti, Phys.Rev.Lett. 43(1979)1150

I.32 Estructura de bandas en el ^{76}Rb

G.García Bermúdez, C.Baktash y C.J.Lister

El estudio sistemático de núcleos doblemente impares, a altos momentos angulares y en la región $A=70-80$, revelan que la órbita $g_{9/2}$ juega un papel preponderante en la descripción de la estructura de estos estados. Existen evidencias de varias bandas colectivas basadas en un estado isomérico de $I^\pi=4^+$ y estructura $\pi g_{9/2} \otimes \bar{\nu} g_{9/2}$. La evolución de estas bandas hacia isótopos livianos del Br (Ref.1 y 2) sugieren un incremento en la deformación. El estudio del ^{78}Rb (Ref.3) determina una banda colectiva basada en el estado isomérico $I=4$ (Ref.4) que resulta ser similar a las bandas de paridad positiva de los isótopos ^{76}Br y ^{77}Kr (Fig.2). Hecho que surge de la excitación de un proceso común para describir los estados de menos energía de dichos núcleos. Cálculos posteriores, utilizando el modelo de Nilsson en el cual se acoplan dos cuasipartículas a un carozo rígido, confirman lo dicho anteriormente (Ref.5). El propósito de este trabajo es extender el estudio de las propiedades colectivas determinadas en el ^{78}Rb a isótopos más livianos. Se utilizó la reacción $^{40}\text{Ca}(^{39}\text{K}, 2\text{pn})$ para poblar los estados a alto momento angular del núcleo ^{76}Rb . Los experimentos fueron realizados utilizando el acelerador Tandem del Brookhaven National Laboratory. Para identificar las transiciones gama pertenecientes al decaimiento del ^{76}Rb se aplicó la técnica de coincidencia gama-partícula. Del análisis de las coincidencias gama-gama y distribuciones angulares resulta el esquema de decaimiento representado en la Fig.1. Se logró establecer dos bandas colectivas, una de ellas basada en el estado de menor energía 1^- , y la otra en un estado isomérico (4^+). La estructura del estado de menor energía 1^- del ^{76}Rb se puede interpretar como un acoplamiento de los estados de menor energía del ^{77}Rb (Ref.4) $\pi 3/2^- [312]$ y del ^{75}Kr (Ref.6) $\nu 5/2^+ [422]$. En la Fig.2 se muestra la banda de paridad positiva obtenida en el ^{76}Rb comparada con los isótonos ^{74}Br y ^{75}Kr . Como se puede observar la energía de los primeros estados excitados es prácticamente constante para los isótonos del ^{76}Rb y ^{78}Rb . Este resultado sugiere la importancia del neutrón impar en la descripción de los estados de paridad positiva. En la Fig.3 se representa la cantidad $(E_I - E_{I-1})/2I$, en función de I , para las bandas de paridad positiva de los núcleos $^{76-78}\text{Rb}$. En el caso de ser un rotor rígido, la cantidad anterior asume un valor constante e igual a $\hbar^2/2\mathcal{Q}$. El efecto de la fluctuación con respecto a la horizontal, que se observa en la Fig.3, de forma más atenuada en el núcleo ^{76}Rb respecto del ^{78}Rb es factible de explicar incrementando la deformación en el caso del ^{76}Rb . Estudios teóricos realizados reciente-

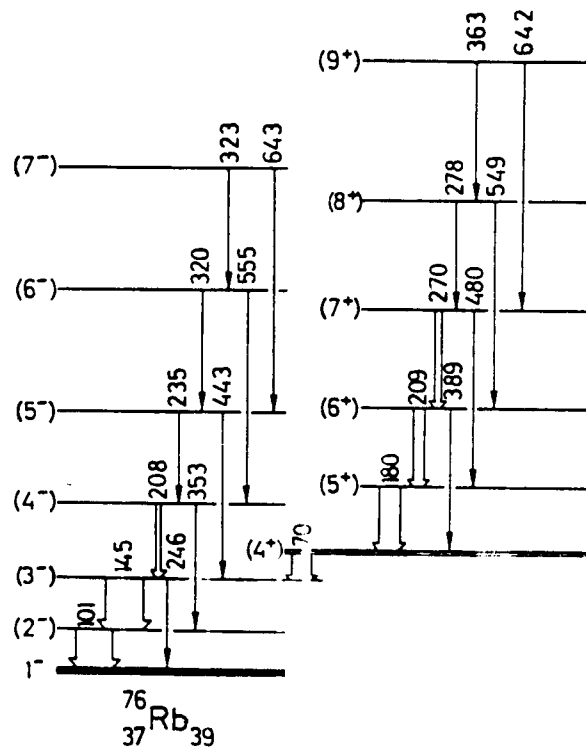


Fig 1

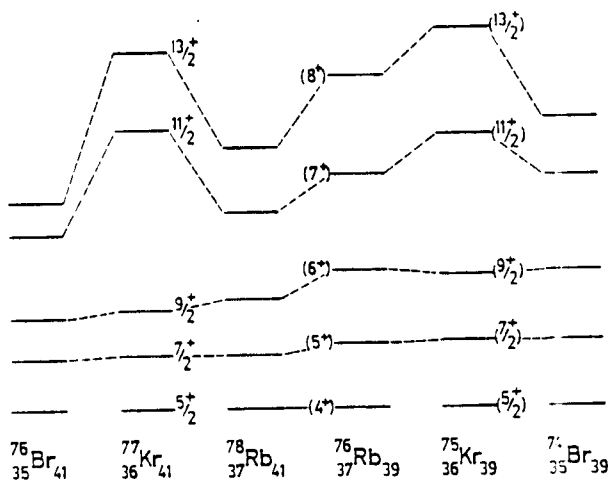


FIG. 2

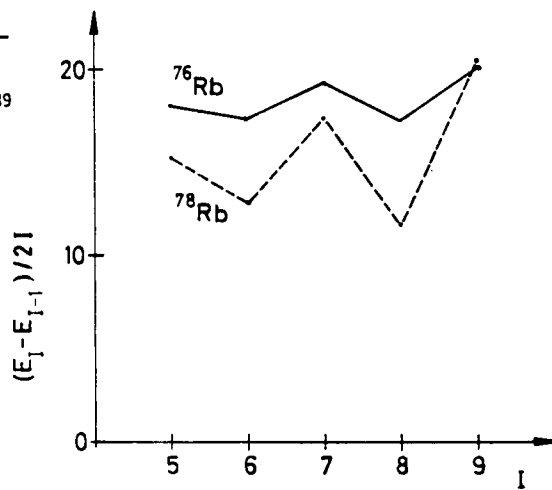


FIG. 3

mente calculan la forma de núcleo, a lo largo de toda la Tabla de Nucleidos, y predicen una región, alrededor de $N \approx 40$ y $Z \approx 40$ (ref.7), que posee una gran deformación del orden de $\beta \approx 0.4$. Investigaciones en los isótopos $^{77-80}\text{Sr}$ (Ref.8) sugieren que estos núcleos muestran deformaciones elevadas. El núcleo ^{76}Rb se encuentra en las proximidades de esta región y por lo tanto continuar explicando sus propiedades es un tema de interés.

-
- 1) G.García Bermúdez, A.Filevich, A.J.Kreiner, M.A.J.Mariscotti, C.Baktash, E.der Mateosian and P.Thierberger, Phys.Rev. C23(1981)2024
 - 2) G.García Bermúdez, C.Baktash, A.J.Kreiner and M.A.J.Mariscotti, Phys.Rev. C25(1982)1396
 - 3) M.A.J.Mariscotti, G.García Bermúdez, J.C.Acquadeo, A.Lepine, M.N.Rao, W.Seale, E.der Mateosian and P.Thierberger, Phys.Rev. C19(1979)1301
 - 4) C.Ekström, S.Imgelman, G.Wannberg and M.Skarestad, Nucl.Phys. A311(1978)269
 - 5) A.J.Kreiner, M.A.J.Mariscotti, Phys.Rev.Lett. 43(1979)1150
 - 6) Publicado en este informe.
 - 7) R.Bengtsson, P.Möller, J.R.Nix, Jing-ye Zhang, enviado para su publicación en Physica Scripta
 - 8) C.J.Lister, B.J.Varley, H.G.Price and J.W.Olness, Phys.Rev.Lett. C49(1982)308

I.33 Nuevo método para interpretar bandas rotacionales desacopladas A.J.Kreiner

Se presenta un nuevo método para representar cuantitativamente la energía de excitación de bandas rotacionales desacopladas utilizando el momento angular colectivo R en lugar del momento angular total I . Las bandas desacopladas se caracterizan por mostrar una secuencia "yrast" del tipo $\Delta I=2$ que está muy lejos de ser representable mediante la ley $I(I+1)$. Se dice en general que las energías de excitación de estas bandas tienden a reproducir los espectros de los carozos par-par vecinos. Sin embargo esta regla no se cumple con mucha precisión siendo posible poner de manifiesto el parentesco entre esas bandas con la simple suposición de que el momento angular del carozo tiene un valor esperado no nulo en el estado cabeza de banda y que a partir de ahí crece de a dos unidades.

I.34 Doble desacoplamiento en núcleos doblemente impares deformados:

Estructura del ^{186}Ir

A.J.Kreiner, D.E.Di Gregorio, A.J.Fendrik, J.Davidson y M.Davidson

Estimulados por el hallazgo de una banda rotacional desacoplada (es decir una secuencia $\Delta I=2$ en la cual el orden normal $\Delta I=1$ se ha invertido) en ^{186}Ir (ver figura 1), se logró una caracterización analítica de las condiciones para desacoplamiento doble¹⁾ para núcleos doblemente impares deformados en el marco del modelo rotacional.

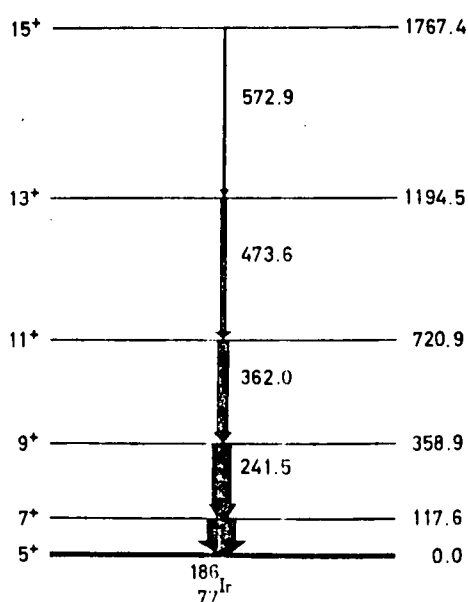


Figura 1

Es bien conocido²⁾ que en núcleos impares el desacoplamiento está relacionado a un único elemento de matriz diagonal dependiente de la signatura presente solo en bandas con $K=\frac{1}{2}$. En núcleos doblemente impares no existe un elemento de matriz diagonal equivalente. En este caso una investigación del hamiltoniano rotacional revela que el papel equivalente lo juega un elemento de matriz no diagonal del operador de Coriolis que conecta estados especiales con $K=0$ y $K=1$ ($K=\Omega_1+\Omega_2=\frac{1}{2}+\frac{1}{2}=1$ y $K=\Omega_1-\Omega_2=\frac{1}{2}-\frac{1}{2}=0$). Este elemento de matriz es: $-A(a_p+(-1)^{I+1}a_n)(I(I+1))^{-\frac{1}{2}}$ donde A es la constante rotacional y $a_{n(p)}$ es el parámetro de desacoplamiento del neutrón (protón). Para obtener desacoplamiento es necesario que ambos parámetros satisfagan $|a_n|, |a_p| \geq 1$. Esto se muestra en la Fig.2 donde se ven las energías de excitación de varios estados en función del cociente $x=a_n/a_p$ para el sistema más simple de dos bandas $K=0$ y 1.

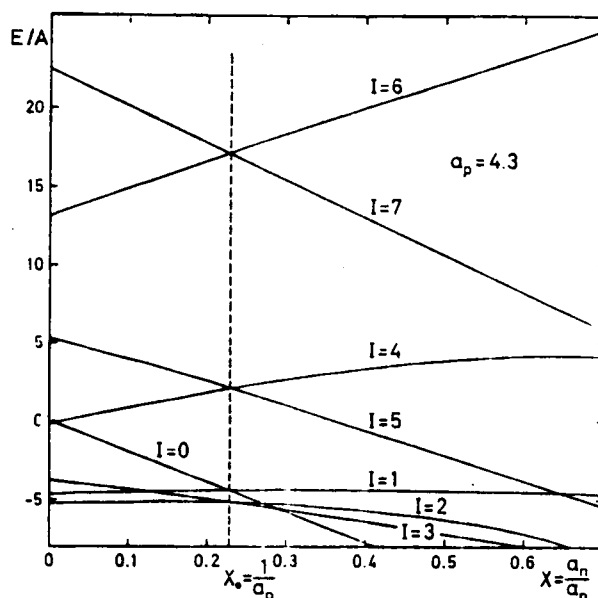


Figura 2

El valor $a_p = 4.3$ es apropiado para la excitación protónica participante $h_{9/2}$ y que da origen a bandas desacopladas en núcleos impares de Ir. De hecho, un cálculo realista incluyendo los cinco estados de Nilsson de parentesco $h_{9/2}$ deja invariables las condiciones de desacoplamiento haciendo descender en energía al estado $I=5$ hasta convertirlo prácticamente en el estado fundamental.

Para el neutrón existe entre los estados a baja energía de excitación en núcleos vecinos de Os uno con $\Omega_n = \frac{1}{2}$ y $a_n \simeq 1$ acercando la situación mucho al punto de cruce $x_0 = 1/a_p$ (Fig.2). En conclusión, la banda del estado fundamental de ^{186}Ir representa un primer y muy probable candidato para la realización del esquema de acoplamiento propuesto aquí.

- 1) A.J.Kreiner, Z.Physik A288(1978)373 y referencias citadas.
- 2) A.Bohr and B.R.Mottelson, Nucl.Struc., Vol 2 (New York: Bejamin 1975)

I.35 Estados excitados en ^{188}Ir poblados mediante la reacción $(\alpha, 3n)$ A.J.Kreiner, C.Alonso Arias, J.Davidson, M.Davidson, M.Debray, D.E.Di Gregorio y A.Pacheco

Se bombardearon blancos enriquecidos de ^{187}Re con partículas alfa en el rango de energías entre 30 y 55 MeV. Se estudió la desexcitación de estados de ^{188}Ir mediante técnicas de espectroscopía en línea de radiación gama y electrones de conversión interna. Se obtuvo un esquema de niveles totalmente nuevo, mostrado en la figura 1, que posee una densidad

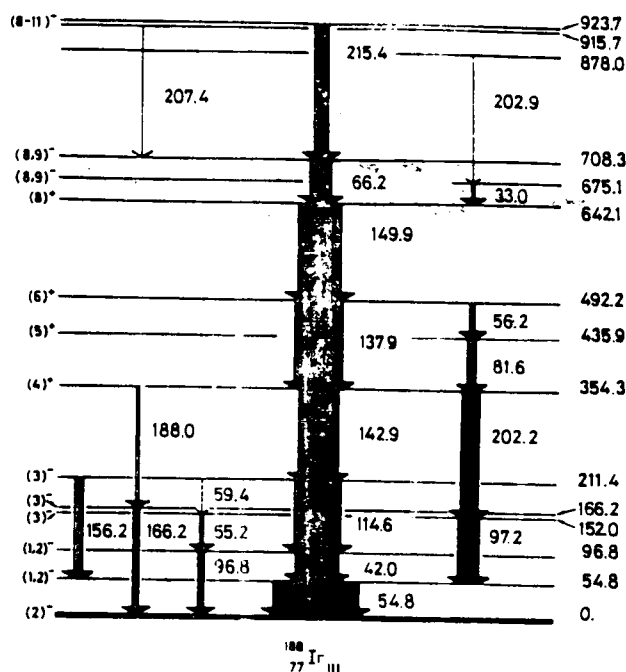


Figura 1

de estados relativamente alta. En este trabajo se intenta y logra una interpretación teórica de la estructura de estos estados usando la información sobre estados intrínsecos de cuasipartícula existente en núcleos vecinos impares de protón y neutrón.

I.36 Estado isovectorial colectivo con $K^\pi = 1^+$ en núcleos deformados

D.R.Bes y R.A.Brogliá

En núcleos deformados pueden esperarse estados colectivos con $K^\pi = 1^+$ a energía relativamente baja^{1,2,3)}. Las propiedades de estos estados se discuten dentro de la RPA en un modelo esquemático. Hemos estudiado sucesivamente los factores que afectan a las propiedades de estos estados (la energía y la probabilidad reducida de transición al estado fundamental), a saber: i) la estructura de capas (se ha supuesto un potencial central de tipo oscilador armónico puro); ii) las correlaciones debidas a la fuerza cuadrupolar residual; iii) polarización debida a las capas con $\Delta N = \pm 2$; iv) las correlaciones de pairing y v) el exceso de neutrones. Incluyendo sucesivamente estos efectos, se obtienen los resultados de la tabla 1.

Tabla 1

Predicciones para la energía y elemento de matriz reducido del modo colectivo con $K^{\pi}=1^{+}$

	$\omega/\hbar A^{-1/3}$	$B(M1)/\hbar^2 A^{4/3} e/2Mc$
i)	41	0.034
ii)	88	0.073
iii)	52	0.043
iv)	66	0.027
v)	65	0.025

El $B(M1)$ predicho finalmente es 2 ó 3 veces mayor que los valores encontrados experimentalmente⁴⁾. Sería muy recomendable un cálculo usando un modelo realista de Nilsson.

-
- 1) N.Lo Indice and F.Palumbo, Phys.Rev.Lett 41(1978)1532
 - 2) E.Lipparini and S.Stringari, Phys.Lett. (a ser publicado)
 - 3) F.Iachello, Proceeding of the International Conferencie on Nuclear Physics, Florence, Italy (1983)
 - 4) A.Richter, Proceeding of the International Conferencie on Nuclear Physics, Florence, Italy (1983)

I.37 Tratamiento perturbativo del movimiento rotacional

D.R.Bes, O.Civitarese y M.T.Acosta de Mehr

El tratamiento perturbativo de sistemas deformados ha sido previamente desarrollado en la ref.1) y aplicado a modelos esquemáticos en las refs.2). En el presente trabajo, hemos usado este tratamiento para calcular los momentos de inercia de un sistema rotante en un caso cuántico completamente general.

El hamiltoniano original H es reemplazado por el hamiltoniano con vínculos H'

$$H' = \lim [H + \frac{1}{2D} \sum_v (I_v - J_v)^2 + \frac{1}{2A} \sum_v \theta_v^2]$$

donde I_v y J_v son componentes del operador momento angular que actuan en los subespacios colectivo e intrínseco, respectivamente. Los ángulos θ_v

son variables conjugadas a los J_v . Las propiedades de las raíces RPA de H no son afectadas por la presencia de los vínculos, con excepción los modos de frecuencia cero, quienes adquieren una energía $(DA)^{-1/2}$. Dentro de la RPA se obtiene también una expresión para los ángulos Θ_v y para los momentos de inercia $\mathcal{I}_v$ a través de las ecuaciones conocidas

$$[H, \Theta_v] = -i J_v / \mathcal{I}_v$$

$$[\Theta_v, J_v] = i$$

Se usa la transformación unitaria e^{iT} con $T = -\sum_v I_v \Theta_v$ para eliminar los términos rotacional y de Coriolis en H' . Esta transformación origina términos de acoplamiento más pequeños, de los cuales retenemos aquellos que son lineales y cuadráticos en los operadores colectivos I_v , que son usados para corregir los momentos de inercia RPA. En las expresiones finales debe ser tomado el límite $D \rightarrow 0$ y los resultados correspondientes deben ser independientes del parámetro A . Está en curso una aplicación a las propiedades rotacionales del ^{24}Mg .

-
- 1) V.Alessandrini, D.R.Bes y V.Machet, Nucl.Phys. A142(1978)489
 2) V.Alessandrini, D.R.Bes y V.Machet, Phys.Lett. 80B(1978)9
 D.R.Bes, G.G.Dussel and R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys. A340(1980)157
 D.R.Bes, O.Civitarese and H.M.Sofía, Nucl.Phys. A370(1981)99

I.38 Validez de los órdenes más bajos de la NFT

D.R.Bes y N.N.Scoccola

La validez de los órdenes más bajos de la NFT¹⁾ ha sido previamente estudiada en dos casos diferentes:

- a) Neutrones en capas realistas en la zona del ^{208}Pb con fuerza monopolar de interacción²⁾.
 b) Cuatro partículas en una capa de impulso angular j con una fuerza de interacción multipolar entre ellas³⁾.

Si bien excelentes resultados se han obtenido en el primer caso con la teoría de perturbaciones de Rayleigh-Schöedinger, la convergencia del primer orden es muy mala en el segundo caso.

En este trabajo nosotros proponemos el uso de un método de diagonalización con diagramas plegados para tratar el problema de cuatro partí-

culas en una capa j con una fuerza multipolar residual.

Obtenemos los fonones de apareamiento de adición en la aproximación Tamm-Dancoff y construimos el hamiltoniano efectivo de interacción incluyendo diagramas de primer y segundo orden en Ω^{-1} (siendo Ω la degeneración de la capa). Estos diagramas aparecen en la Fig.1. Calculamos tanto las energías como las amplitudes de transferencia de dos partículas con tres fuerzas diferentes:

- a) Fuerza casi puramente monopolar
- b) Fuerza casi independiente del multipolo
- c) Fuerza monopolar más cuadrupolar

y para dos impulsos angulares de la capa diferentes: $j = 7/2$; $j=11/2$.

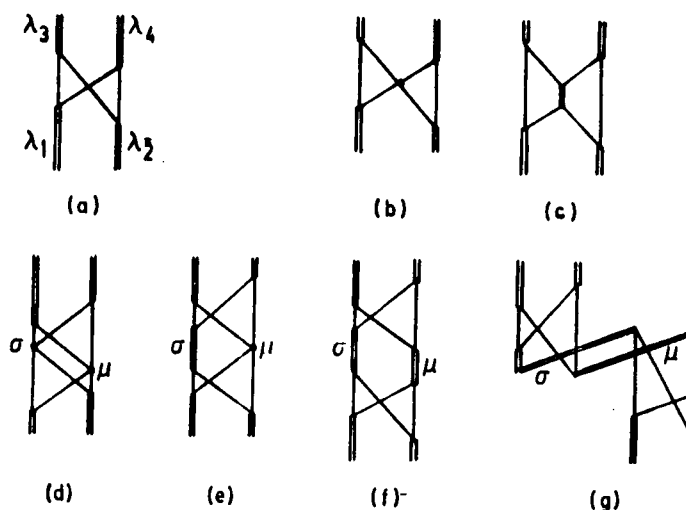


Figura 1

Nuestras principales conclusiones son que la teoría de perturbaciones de R-S da muy buenos resultados cuando no hay degeneración entre estados propios de la NFT. Por otro lado cuando estas degeneraciones existen un método de diagonalización es necesario y los resultados que se obtienen son en general muy buenos. Sin embargo el método de diagonalización tiene problemas cuando existe degeneración entre estados propios e impropios. En los casos exitosos el primer orden es ya suficiente para reproducir las energías mientras que el segundo orden es necesario para reproducir las amplitudes de transferencia de 2 partículas y para solucionar en buena medida dificultades inherentes a la degeneración entre estados propios e impropios.

1) D.R.Bes, G.G.Dussel, R.A.Brogia and B.R.Mottelson, Phys.Lett 52B(1974)253

2) P.F.Bortignon, R.A.Brogia and D.R.Bes, Phys.Lett. 76B(1978)153

3) C.L.Wu and D.H.Feng, Phys.Rev. C24(1981)727

I.39 Estudio de los pares S y D del IBM[#]

S.Pittel y J.Dukelsky

Se utiliza la aproximación de Hartree-Fock-Bogoliubov para determinar la elección óptima de los pares S y D del Modelo de Bosones Interactantes (IBM) microscópico. Se presentan resultados para los isótopos pares del Sn.

Phys.Lett. 128B(1983)9

I.40 Reducción de la diferencia de energías de los niveles

$2p_{1/2} - 2p_{3/2}$ en la región de masa correspondiente al Sr-Zr

P.Federman, S.Pittel y A.Etchegoyen

La constancia en la energía de excitación del primer 2^+ en los isótopos del Sr a lo largo del cierre de subcapa $N=56$ se muestra que proviene de la reducción de la diferencia de energía entre los orbitales de profon $2p_{1/2}$ y $2p_{3/2}$ a medida que el orbital $2d_{5/2}$ de neutrones se llena. Se sigue investigando para ver si la interacción protón-neutrón también desata estados del tipo colectivo en los isótopos del Sr.

I.41 Manual para el código del Modelo de Capas: OXBASH

W.D.M.Rae, A.Etchegoyen, M.S.Godwin y B.A.Brown

Un nuevo código de computación ha sido escrito para computadoras VAX 11/780. Trabaja en la representación de los números de ocupación, donde la ocupación (vacancia) de un bit en cualquier posición dada de una palabra en la memoria de la computadora simboliza la presencia (ausencia) de una partícula en un estado específico de partícula independiente.

Las funciones de onda obtenidas por el programa pueden ser utilizadas para:

- i) Autofunciones y autovalores del modelo de capas (funciones de onda y energía)
- ii) Amplitudes de parentesco fraccional de 1 y 2 cuerpos
- iii) Densidades de transición de 1 y 2 cuerpos (para generar elementos de matriz de 1 y 2 cuerpos)
- iv) Productos escalares ("overlaps") entre dos funciones de onda (esto puede ser usados para dar amplitudes de parentesco con el grupo $SU(3)$).

II. REACCIONES NUCLEARES

II.1 Cálculo de secciones eficaces basados en el formalismo de la matriz de colisión dependiente de coordenadas intrínsecas

M. Bernath, O. Dragún, J. Testoni y H. Massmann⁺

Se aplicó el formalismo de la matriz de colisión dependiente de coordenadas intrínsecas al caso de excitación inelástica de modos rotacionales y vibracionales de núcleos deformados por bombardeo con iones livianos o pesados. Se desarrolló el programa de cálculo VIBAN (Vibrational BANDs) que calcula matrices de colisión dependientes de coordenadas intrínsecas, en base al modelo óptico nuclear, transforma dichas matrices en matrices dependientes de los números cuánticos característicos de los estados excitados y proporciona distribuciones angulares de la sección eficaz de dispersión inelástica para cada estado, siendo posible discriminar las distintas orientaciones del spin intrínseco de los estados finales. El programa calcula también secciones eficaces integrales y estima la sección eficaz de fusión. Una característica notable del método es que sustituye cálculos de canales acoplados, en casos en que es posible la aproximación súbita, reduciendo los tiempos de cálculo de manera drástica.

Se probó el método calculando distribuciones angulares de secciones eficaces de las reacciones $^4\text{He} + ^{154}\text{Sm}$ $0^+, 2^+, 3^-, 4^+$ a 50 MeV y $^{12}\text{C} + ^{150}\text{Nb}$ $0^+, 2^+, 3^-, 4^+$ a 70,4 MeV obteniéndose resultados satisfactorios.

⁺Departamento de Física, Universidad de Chile.

II.2 Investigaciones de reacciones nucleares

A. Etchegoyen, D. Sinclair, P. S. Fisher, S. Liu y M. C. Etchegoyen

Han sido efectuados estudios sobre las reacciones de intercambio de carga $^{26}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{B})^{26}\text{Al}(5^+, 3^+)$ y $^7\text{Li}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{Be})^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.})$ y sobre la transferencia de dos protones en $^7\text{Li}(^{10}\text{B}, ^8\text{Li}(2^+, 1^+))^9\text{B}$. La reacción sobre ^{26}Mg fue realizada con el ciclotrón del Laboratorio de Berkeley y aquellas sobre ^7Li con el Tandem de 10 MV del Laboratorio de Oxford. Especial énfasis fue puesto en la competencia entre los mecanismos de reacción de una y dos etapas. El proceso secuencial parece ser importante en todas las cinco reacciones nombradas mientras que para dos de ellas ($^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.})$) y $^8\text{Li}(2^+, \text{g.s.})$ el proceso en una etapa parece ser también importante.

Las amplitudes de parentesco fraccional y las densidades de transición de un cuerpo requeridas fueron calculadas con el modelo de capas. La aproximación de ondas distorcionadas de Born (DWBA) y el modelo de canales acoplados fueron usados para calcular las secciones eficaces para transferencia de partículas. Un modelo microscópico para la reacción directa de una etapa fue estudiado y codificado en FORTRAN para predecir la contribución del proceso de una etapa para las reacciones de transferencia de carga.

II.3 Determinación de espines a través de correlaciones angulares $d-\alpha$ y análisis DWBA de transferencia α en estados de alta energía del ^{18}F [#]

M.C.Etchegoyen, D.Sinclair, A.Etchegoyen y E.Belmont Moreno

Se investigan las correlaciones angulares partícula-partícula en geometrías fuera de cero grados y en reacciones con núcleos de espín distinto de cero, y se concluye que son una muy valiosa herramienta en la determinación de espines. Se miden correlaciones angulares $d-\alpha$ para la reacción $^{14}\text{N}(^6\text{Li}, d)^{18}\text{F}^* \rightarrow (\alpha)^{14}\text{N}$ poblando tres estados fuertemente excitados del ^{18}F (9.58 MeV, 11.2 MeV y 14.1 MeV). El experimento se lleva a cabo con el Folded Tandem de Oxford que provee de iones ^6Li a 36 MeV de energía de bombardeo. Se determinan espines y paridades para dos de los estados observados, y acorde con las predicciones teóricas, estos estados se sugieren como miembros de la banda rotacional $K^\pi = 1^+$. Se observa que los tres estados analizados experimentan un intenso decaimiento alfa al estado fundamental del ^{14}N . Las distribuciones angulares medidas para los diversos estados observados son analizadas en los formalismos de Hauser-Feshbach y EFR-DWBA con funciones de onda Gamow de estados no ligados. Se extraen factores espectroscópicos y se comparan con las predicciones obtenidas con cálculos del modelo de capas registrándose un acuerdo muy razonable.

[#] Nucl.Phys. A402(1983)87-113.

II.4 Transferencia de tres partículas sobre $^{14}\text{N}^\#$

M.C.Etchegoyen, A.Etchegoyen y E.Belmont Moreno

Correlaciones angulares ($^3\text{He}-\alpha$) y ($t-\alpha$) son medidas a partir de las reacciones $^{14}\text{N}(^6\text{Li}, ^3\text{He})^{17}\text{O} \rightarrow (\alpha)^{13}\text{C}$ y $^{14}\text{N}(^6\text{Li}, t)^{17}\text{F} \rightarrow (\alpha)^{13}\text{N}$ respectivamente, para energías de haz incidente de 36 MeV del Folded Tandem de Oxford.

Se observa una alta selectividad para los procesos de transferencia de tres partículas. Las correlaciones angulares obtenidas no registran una fuerte estructura, por lo cuál se hace imposible una asignación de espines y paridades, pero el desplazamiento de la dirección preferencial de decaimiento observado en la correlación angular permite obtener cierta información sobre el rango de posibles momentos angulares.

Cálculos de modelo de capas son efectuados con el objeto de comparar los distintos resultados con los datos experimentales y se logra de esta manera una identificación tentativa de espines. Cálculos de EFR-DWBA efectuados aportan una mayor confirmación sobre los espines sugeridos. Se obtiene una útil información de estructura para estados nucleares de masa 17. Nuestros datos indican un débil estado de "cluster" en el estado fundamental del ^6Li .

[#] J.Phys.G (Nucl.Phys.), en prensa.

II.5 Un estudio sobre la reacción $^{26}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{B})^{26}\text{Al}^\#$

A.Etchegoyen, D.Sinclair, S.Liu, M.C.Etchegoyen, D.K.Scott y D.L.Hendrie

La reacción $^{26}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{B})^{26}\text{Al}(5^+, 3^+)$ ha sido producida en el ciclotrón de Laboratorio de Berkeley usando un haz de ^{12}C a 102 MeV. Se compararon los datos experimentales con los obtenidos del modelo de capas, del modelo microscópico para la reacción directa en una etapa, y del modelo de canales acoplados (con rango finito e incluyendo efectos de 'recoil'). Cálculos DWBA fueron hechos para aquellos canales en que las particiones de masa intermedias ($^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$ y $^{13}\text{C}+^{25}\text{Mg}$) son importantes para la transferencia en dos etapas, y estos resultados fueron también, comparados con los correspondientes datos experimentales de transferencia de una partícula. El mecanismo de reacción dominante parece ser el modo secuencial.

[#] Nucl.Phys. A397(1983)343.

II.6 Secciones eficaces de fusión para $^{10}\text{B}+^{17}\text{O}$ [#]

Y-d.Chan, D.E.Di Gregorio, K.L.C.Ford, Jr., J.Gómez del Campo,
M.E.Ortiz y D.Shapira

La sección eficaz de fusión del sistema $^{10}\text{B}+^{17}\text{O}$ se midió a cuatro energías de excitación en ^{27}Al : 48.4, 55.1, 66.9 y 74.4 MeV con el objeto de estudiar posibles efectos del núcleo compuesto como limitantes de la fusión para sistemas semipesados a energías de excitación intermedias. De la comparación de estos datos con otras mediciones para diferentes canales de entrada que pueblan el mismo núcleo compuesto se encontró que para $E^* \leq 60$ MeV todas las bandas de fusión en el plano E^*-J del ^{27}Al son paralelas y están desplazadas una respecto de la otra por las correspondientes diferencias en las energías de separación de cada canal; en cambio, para $E^* > 60$ MeV las bandas tienden a converger indicando un posible efecto limitante del núcleo compuesto. Los datos se comparan con los modelos existentes para las limitaciones en la sección de fusión impuestos para el canal de entrada y por la línea Yrast estadística.

[#] Phys.Rev. C25(1982)1410.

[#] Trabajo realizado en el Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA.

II.7 Secciones eficaces de fusión, de reacciones directas y totales de reacción para el sistema $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$ con $E_{^{14}\text{N}}$ hasta 180 MeV[#]

M.E.Ortiz, J.Gómez del Campo, Y-D.Chan, D.Di Gregorio,
J.L.C.Ford, D.Shapira, R.G.Stokstad, J.P.F.Sellschop,
R.L.Parks, D.Weiser.

La sección eficaz de fusión para $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$ se midió a cinco energías de bombardeo cubriendo el rango $E_{^{14}\text{N}}=86-180$ MeV. Se determinaron las distribuciones angulares de los componentes de fusión y de las reacciones directas para los productos con $Z=3$ hasta $Z=11$. Los espectros de energía, las distribuciones angulares y los rendimientos relativos de los residuos de evaporación se calcularon usando un código Monte Carlo Hauser-Feshbach. De la comparación entre estos cálculos y los datos experimentales resulta que los residuos de evaporación son consistentes con el decaimiento de un núcleo compuesto en equilibrio. La sección eficaz de fusión decrece lentamente con el incremento de energía, alcanzando un

momento angular máximo de $2l+1 \hbar$.

La sección eficaz del $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$ se discute en términos de modelos de canal de entrada y de formación de núcleo compuesto y se la compara con la del sistema $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Las secciones eficaces totales de reacción determinadas experimentalmente concuerdan bastante bien con cálculos del modelo óptico usando parámetros deducidos a partir de un ajuste de los datos de dispersión elástica.

Phys.Rev. C25(1982)1436.

Trabajo realizado en el Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA.

II.8 Secciones eficaces de fusión de $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ y limitación del núcleo compuesto en ^{27}Al

D.E.Dí Gregorio, J.Gómez del Campo, Y-D.Chan, J.L.C.Ford,Jr.,
D.Shapira, M.E.Ortiz

Secciones eficaces de fusión del sistema $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ se midieron detectando los residuos de evaporación, a cinco energías de bombardeo las cuales corresponden a altas energías de excitación en el núcleo compuesto: $E^*(^{27}\text{Al})=64-110 \text{ MeV}$.

El núcleo ^{27}Al puede ser estudiado a través de cuatro diferentes canales de entrada de iones pesados accesibles experimentalmente: $^{15}\text{N}+^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{11}\text{B}$, $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ y $^{17}\text{O}+^{10}\text{B}$. Comparando los datos presentes con aquellos ya existentes para los otros canales, se encontró que para $E^* > 60 \text{ MeV}$ las curvas E^* versus J_{cr} para cada sistema convergen, indicando una limitación a la sección eficaz de fusión impuesta por el núcleo compuesto. Los datos se discuten en términos de modelos de canal de entrada y de limitaciones de la línea Yrast estadística. El punto experimental a la energía más alta sugiere la existencia de un momento angular máximo absoluto de aproximadamente $28 \hbar$, consistente con el límite de la gota líquida.

Phys.Rev. C26(1982)1490.

Trabajo realizado en el Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA.

II.9 Secciones eficaces de fusión para el sistema $^{12}\text{C}+^{15}\text{N}$ [#]

R. Novotny, D. Shapira, Y-D. Chan, D.E. Di Gregorio,
J.L.C. Ford, Jr., J. Gómez del Campo, M.E. Ortiz

Secciones eficaces de fusión del sistema $^{12}\text{C}+^{15}\text{N}$ se midieron a dos energías de bombardeo de ^{12}C , 98 y 117 MeV. Las secciones eficaces extraídas son 946 ± 74 mb para $E(^{12}\text{C})=98$ MeV y 889 ± 89 mb para $E(^{12}\text{C})=117$ MeV. Los momentos angulares críticos para fusión deducidos de las secciones eficaces medidas son iguales, dentro de 1 μ , a los valores deducidos para $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ y $^{10}\text{B}+^{17}\text{O}$ a la misma energía de excitación, indicando, de esta manera, una limitación del núcleo compuesto para la fusión.

[#] Phys.Rev. C26(1982)2264.

[#] Trabajo realizado en el Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA.

II.10 Procesos de fusión y periféricos en las colisiones de $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ y $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ [#]

D. Shapira, D. Di Gregorio, J. Gómez del Campo, R.A. Dayras,
J.L.C. Ford, Jr., A.H. Snell, P.H. Stelson, R.G. Stokstad, y
F. Pougheon

Productos de reacción del bombardeo de blancos gaseosos de ^{20}Ne y ^{16}O con haces de ^{20}Ne se midieron a cinco energías de laboratorio entre 70 y 160 MeV. Se estudiaron los procesos de fusión, los de 'deep inelastic' y los cuasielásticos. Rendimientos importantes ($\sigma_{\text{DI}} > 600$ mb) de las reacciones 'deep inelastic' con valores Q de -50 MeV están presentes a la energía más alta. Un análisis de las secciones eficaces de fusión para $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ sugiere que el momento angular máximo en ^{36}Ar formado a través de este canal de entrada puede ser tan bajo como 29 ± 2 μ .

[#] Phys.Rev. C28(1983)1148.

[#] Trabajo realizado en el Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA.

II.11 Estudio de resonancias gigantes en ^{208}Pb

D.R.Bes, P.Curutchet, S.L.Reich, N.N.Scoccola, H.M.Sofía

Recientemente se han obtenido nueva información experimental sobre el decaimiento de las resonancias multipolares gigantes, en la región del $\text{Pb}^{1)}$.

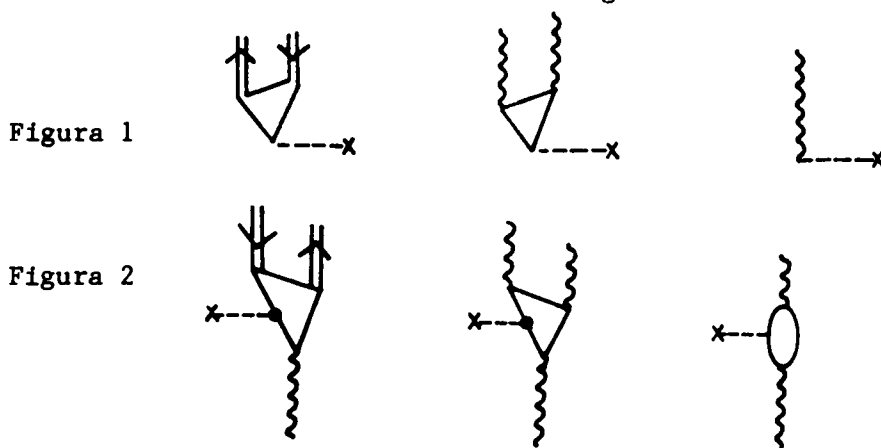
El conocimiento empírico de la estructura detallada de estas resonancias motiva este trabajo donde discutimos las propiedades microscópicas de las resonancias gigantes en el marco de la NFT.

Proponemos que el ancho de la resonancia es debido a la mezcla del estado de un fonón con estados de dos fonones (dos partículas, dos agujeros) y estudiamos el decaimiento a través de transiciones electromagnéticas.

El conjunto de estados de partícula independiente se calculó utilizando el potencial de un oscilador armónico con la parametrización dada en la ref.²⁾. Los estados de un fonón se generaron a través de la RPA incluyendo interacciones de tipo isoescalar e isovectorial³⁾.

Los cálculos se llevan a cabo con el método de la expansión diagramática de la NFT. Los diagramas que contribuyen en primer orden al decaimiento de la resonancia gigante al estado fundamental aparecen en la fig.1 y aquellos que contribuyen a la población del estado de un fonón en la fig.2 .

Los diagramas del mismo orden que incluyen efectos de renormalización se tienen en cuenta a través de cargas efectivas.



¹⁾ F.Bernard, comunicación privada.

²⁾ S.G.Nilsson, C.F.Tang, A.Sobiczewski, Z.Szymanski, S.Wycech, G.Gustafson, I.Lamm, P.Möller and B.S.Nilsson, Nucl.Phys. **A131**(1969)1.

³⁾ D.R.Bes, R.A.Brogia and B.S.Nilsson, Phys.Rep. Vol.16C, (1975)1.

II.12 Distribución de carga y efectos de apareamiento en fisión fría

D.Napolí, D.Otero, A.Plástico⁺, A.N.Proto y R.H.Levine⁺⁺

Mediante la aplicación del método¹⁻³⁾ de la "surprisal" se estudia la estructura fina de la distribución de los productos de fisión. Se comprueba que puede atribuirse a los efectos de apareamiento de nucleones en el punto de escisión. El ajuste de la información experimental permitió hallar una correlación con la distribución de carga entre los fragmentos. El máximo de entropía sugiere una distribución alternativa a las hipótesis⁴⁾ usuales (ECD, MPE) con una fuerte preferencia por la formación de núcleos par-par. Estos resultados indican que el proceso de equilibrio de carga es más lento de lo que generalmente se supone.

⁺ Universidad Nacional de La Plata

⁺⁺ Hebrew University

1) Y.Alhassid and R.D.Levine, J.Chem.Phys. 67(1977)

2) Y.Alhassid and R.D.Levine, Phys.Rev. A18(1978)89

3) D.Otero, A.N.Proto y A.Plástico, Phys.Lett. 98B(1981)225

4) R.Vandenbosch y J.R.Huizenga, Nucl.Fission (Academic Press, N.Y.1973).

II.13 Predicción de dispersión anómala de iones pesados

G.G.Dussel, A.O.Gattone y E.E.Maqueda

Si se calcula la energía total de dos sistemas nucleares en colisión se puede predecir que para aquellos casos en los que no hay canales abiertos a menor energía se deben esperar la formación de estados cuasi-moleculares.

II.14 Reacciones de intercambio de pares o de doble intercambio de carga

D.R.Bes, O.Dragún y E.E.Maqueda

Se estudiaron estas reacciones desde el punto de vista de procesos en un etapa. Se analizaron mecanismos posibles que implican en intercambio simultáneo de un diprotón y un dineutrón entre el blanco y el proyectil o alternativamente la transformación simultánea de la carga del di-

nucleón en cada sistema. Aunque el formalismo se desarrolla explícitamente para la reacción ($^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}$), su extensión a otros proyectiles es inmediata. Se estudia en particular la posibilidad de poblar estados colectivos difíciles de alcanzar por otros medios. Se aplica el formalismo a las reacciones $^{208}\text{Po}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{208}\text{Pb}$ y $^{40}\text{Ca}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{40}\text{Ar}$.

II.15 Factores de forma para transferencia de varios nucleones

S.M.Lenzi y E.E.Maqueda

Con el objeto de verificar la validez de algunas aproximaciones utilizadas en el cálculo de los factores de forma para la transferencia de varios nucleones, se han desarrollado métodos que encuentran en forma autoconsistente el potencial que liga al conjunto transferido. En la primera parte se ajusta el potencial a fin de obtener el valor de la energía de ligadura. Posteriormente se realiza un mejoramiento del estudio anterior en el que se ha preferido ajustar el comportamiento asintótico. Se comparan las secciones eficaces obtenidas con estos factores de forma, con los resultados de las aproximaciones usuales y con las observaciones experimentales.

II.16 La reacción (p,d): un buen método para develar la sección eficaz de los mecanismos de una etapa con gran pérdida de energía[#]

O.Dragún, A.M.J.Ferrero y A.O.Gattone

Se calculan las contribuciones absolutas a la sección eficaz de reacciones inclusivas (p,d), de los procesos de "pick-up" de un neutrón en una etapa sobre blancos de Fe, Sn y Bi dentro del marco de la teoría DWBA. Se presenta también la sección eficaz estimada para el proceso (p,p')(p',d) en un blanco de Fe. Nuestros resultados muestran que el mecanismo de una etapa da cuenta del resultado experimental exclusivamente en el rango de 0 a 8-10 MeV.

[#] Phys.Lett. 119B(1982)25.

II.17 Contribución de procesos en una y dos etapas a reacciones
(p,d) inclusivas[#]

A.O.Gattone, A.M.J.Ferrero y O.Dragún

Se calculan distribuciones angulares en reacciones inclusivas (p,d) para valores grandes de pérdida de energía del eyectil. Se consideran en las aplicaciones varios blancos y diferentes energías incidentes. Las vías (p,p',d) y (p,d',d) elegidas para el mecanismo en dos etapas muestran un comportamiento disímil en función de la energía de excitación. Observamos como resultado principal que los procesos en una etapa dan cuenta del resultado experimental exclusivamente entre 0 y 7-10 MeV de energía de excitación. Para energías de excitación superiores a 25 MeV los procesos en dos etapas deben incluirse si se quiere lograr algún acuerdo con los resultados experimentales.

[#] Nucl.Phys.A (en prensa).

II.18 Emisión de partículas alfa en la reacción profundamente
inelástica $^{165}\text{Ho} + ^{181}\text{Ta}$ a 1354 MeV[#]

L.G.Sobotka , R.J.McDonald , G.J.Wozniak , D.J.Morrissey ,
A.J.Pacheco, y L.G.Moretto

Se ha estudiado la emisión de partículas alfa en la reacción $^{165}\text{Ho} + ^{181}\text{Ta}$ a 1354 MeV. Las partículas alfa emitidas en el plano y fuera del plano de reacción fueron detectadas en coincidencia con el fragmento similar al proyectil. Se hicieron diagramas de velocidades, espectros de energía, y distribuciones angulares. Los resultados en el plano de la reacción muestran que la mayor parte de las partículas alfa emitidas en las reacciones profundamente inelásticas pueden ser explicadas como provenientes de la evaporación de los fragmentos que se separan en el canal de salida. La distribución angular fuera del plano de reacción, junto con resultados previos relativos a la multiplicidad gama, proporcionan una imagen consistente del mecanismo de transferencia y partición del momento angular entre ambos fragmentos.

[#] Phys.Rev. C28(1983) 219.

[#] Trabajo realizado en el Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley,
California 94720, USA.

II.19 Momento angular, equilibrio estadístico y fisión secuencial en sistemas muy asimétricos[#]

D.J.Morrissey, G.J.Wozniak, L.G.Sobotka, A.J.Pacheco, C.C.Hsu, R.J.McDonald y L.G.Moretto

Las distribuciones angulares en el plano y fuera del plano de reacción de los fragmentos de fisión en coincidencia con el fragmento similar al proyectil, han sido medidas para las reacciones $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ y $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ a 252 MeV. Los resultados se comparan al modelo estadístico mediante el cual se han explicado los resultados acerca de la anisotropía de rayos gama emitidos en sistemas pesados y simétricos. El acuerdo es satisfactorio si se considera en forma adecuada la dirección del eje de simetría del complejo dinuclear.

[#] Z.Phys. A305(1982)131

[#] Trabajo realizado en el Lawrence Berkely Laboratory, Berkeley, California 94720, USA.

II.20 Efecto de las fluctuaciones estadísticas sobre la medición de la energía total y la multiplicidad de los rayos gama emitidos en reacciones profundamente inelásticas[#]

A.J.Pacheco y L.G.Moretto

Se discute el efecto de las fluctuaciones estadísticas sobre los primeros y segundos momentos de la energía rotacional intrínseca y de la suma de las magnitudes de los espines en reacciones profundamente inelásticas, tal como se los extrae a partir de mediciones de la energía total y de la multiplicidad de la radiación gama, respectivamente. Los cálculos fueron realizados dentro del contexto de un modelo que considera la excitación térmica de los modos rotacionales del complejo dinuclear intermedio, considerando en forma exacta las correlaciones existentes entre los impulsos angulares generados en ambos núcleos.

[#] Z.Phys. A306(1982)259.

[#] Trabajo realizado en el Lawrence Berkely Laboratory, Berkeley, California 94720, USA.

II.21 Impulso angular intrínseco de los fragmentos generados en las reacciones $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ y ^{238}U a 12.6 MeV nuclear[#]

D.J.Morrissey, G.J.Wozniak, L.G.Sobotka, A.J.Pacheco,

R.J.McDonald, C.C.Hsu y L.G.Moretto

Se ha determinado la magnitud promedio y la alineación del espín transferido al fragmento pesado como función del valor Q para las reacciones de ^{20}Ne (252 MeV) sobre blancos de ^{197}Au y ^{238}U . Los valores del espín fueron extraídos a partir de las distribuciones angulares de los fragmentos de fisión secuencial medidos en coincidencia con el fragmento liviano. Para todo el rango de valores Q se observa una notable anisotropía fuera del plano de reacción, mientras que la anisotropía en el plano de reacción es apreciable sólo para los valores Q negativos. La alta asimetría de masa del canal de entrada fue elegida con el objeto de realizar una verificación exigente de las predicciones del modelo estadístico acerca de la alineación del espín transferido. Se discute la importancia de determinar la dirección de la línea que une los centros en el complejo dinuclear en el instante de la escisión. Se dedujeron altos valores de P_{zz} para todos los valores de Q . Se observaron valores positivos de P_{xy} en la región cuasielástica y negativos en la región más inelástica. Los valores extraídos de la alineación se compararon con cálculos basados en modelos de equilibrio estadístico.

[#] Nucl.Phys. A389(1982)120.

[#] Trabajo realizado en el Lawrence Berkely Laboratory, Berkeley, California 94720, USA.

II.22 Tratamiento estadístico de la depolarización del espín transferido en sistemas asimétricos[#]

R.P.Schmidt y A.J.Pacheco

Se ha desarrollado un modelo basado en la descripción del complejo dinuclear mediante dos esferas rígidas, para el estudio de la depolarización del espín en sistemas asimétricos. Se investiga la influencia de los modos normales sobre la partición y el alineamiento del espín entregado a cada fragmento.

[#] Nucl.Phys. A379(1982)313.

[#] Trabajo realizado en el Lawrence Berkely Laboratory, Berkeley, California 94720, USA.

II.23 Evidencia sobre la existencia de fluctuaciones de espín en la reacción profundamente inelástica $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$ a 8.5 MeV/amu[#]

R.J.McDonald, A.J.Pacheco, G.J.Wozniak, H.H.Bolotín,
L.G.Moretto, C.Schuck, S.Shih, R.M.Diamond y F.S.Stephens

La magnitud y la alineación del momento angular transferido en la reacción $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$ han sido estudiados como función del valor Q, mediante el uso de técnicas de medición de la multiplicidad y la anisotropía de rayos gama continuos. La transferencia de espín y la anisotropía de la radiación aumenta a lo largo de la región cuasielástica. La transferencia de espín como función del valor Q satura a aproximadamente 35 $\hbar$ por fragmento, la anisotropía alcanza un valor máximo de ~ 2 y luego decrece para las colisiones más inelásticas. Las anisotropías observadas coinciden con las predicciones de un modelo de equilibrio estadístico según el cual la excitación térmica de ciertos modos colectivos generadores de momento angular da origen a componentes del espín orientados en forma paralela al plano de la reacción.

[#] Nucl.Phys. A373(1982)54

[#] Trabajo realizado en el Lawrence Berkely Laboratory, Berkeley, California 94720, USA.

II.24 Transferencia y alineación del momento angular en reacciones profundamente inelásticas en sistemas casi simétricos[#]

A.J.Pacheco, G.J.Wozniak, R.J.McDonald, R.M.Diamond, C.C.Hsu,
L.G.Moretto, D.J.Morrissey, L.G.Sobotka y F.S.Stephens

Se ha investigado la magnitud y el alineamiento del espín transferido a los fragmentos en las reacciones ^{165}Ho (8.5 MeV/nucleón) sobre blancos de ^{176}Yb , ^{148}Sm y $^{\text{nat}}\text{Ag}$, a través de la medición de la multiplicidad y la anisotropía de la radiación gama emitida. El sistema de detección consistía de un dispositivo altamente redundante de detectores de partículas y de rayos gama, y de un filtro de multiplicidades. Empleando variables reducidas adecuadas, se muestra que los datos relativos a la multiplicidad gama para las colisiones más inelásticas resultan consistentes con la rotación rígida del complejo dinuclear intermedio. Los datos referentes a la anisotropía se compararon con las predicciones de un modelo de equilibrio estadístico. Se investigó la sensibilidad de

los cálculos respecto de distintas suposiciones acerca de la composición de los espectros de rayos gama. La magnitud y la alineación del espín impartido a los fragmentos individuales como función del valor Q fueron extraídos para las tres reacciones.

Nucl.Phys. A397(1983)313.

Trabajo realizado en el Lawrence Berkely Laboratory, Berkeley, California 94720, USA.

II.25 Características de intensidad dipolar eléctrica basada en estados altamente excitados del continuo[#]

A.M.Sandorfi, J.Barrette, M.T.Collins, D.H.Hoffmann,
A.J.Kreiner, D.Branford, S.G.Steadman y J.Wiggins

Se han medido espectros de radiación gama de alta energía, provenientes de reacciones de fusión inducidas por iones pesados, con bajo fondo y alta resolución sobre un rango amplio de masas. Los datos han sido ajustados mediante cálculos de estadística de evaporación en los cuales la intensidad dipolar asociada con cada nivel excitado sigue una distribución Lorentziana.

Los anchos de resonancia extraídos son en general mayores que el ancho de la resonancia dipolar gigante basada en el estado fundamental del núcleo compuesto. Los centroides de las resonancias asociadas con los estados excitados están desplazadas respecto de las del estado fundamental pero no se observa una dependencia simple del tipo $A^{-1/3}$. El resultado más sorprendente es que las intensidades de regla de suma de estas resonancias se corresponden con las de los estados fundamentales observadas en experiencias de fotoabsorción.

Phys.Lett. 103B(1983)19.

Trabajo realizado en el Brookhaven National Laboratory, NY 11973, USA.

II.26 Descripción variacional dependiente del tiempo de la dispersión alfa-alfa[#]

M.Saraceno, P.Kramer y F.Fernández

Se aplica el principio variacional dependiente del tiempo a la situación simple pero realista de dispersión alfa-alfa. Se incluyen los efectos de antisimetrización y se muestra que llevan a una modificación de la estructura del espacio de fases del movimiento relativo. La característica fundamental es la aparición en éste de zonas prohibidas que tienen una estrecha conexión con los estados prohibidos por el principio de Pauli en el tratamiento cuántico. Se calculan semiclásicamente los corrimientos de fase clásicos en el nuevo espacio de fases y se los comparan con un cálculo cuántico usando el método del grupo resonante.

[#] Nucl.Phys. A405(1983)88.

II.27 Estudio de la reacción $\alpha - {}^{16}\text{O}$

M.Saraceno, L.F.Canto y R.Donangelo

Se extienden los métodos aplicados a la dispersión alfa-alfa en la referencia 1) al caso más complejo de la dispersión $\alpha - {}^{16}\text{O}$. Además del tratamiento del principio de Pauli se incluyen los efectos de la proyección de paridad en espacio de fases clásico. Se muestra que los estados ligados y las bandas rotacionales son reproducidas por el cálculo variacional dependiente del tiempo con la misma precisión que los corrimientos de fase. Los resultados alientan la aplicación a sistemas más pesados.

1) M.Saraceno, P.Kramer, F.Fernández, Nucl.Phys. A405(1983)88.

II.28 Algunas magnitudes físicas de interés en reacciones nucleares y su dependencia respecto del sistema proyectil-blanco: curvas características para el acelerador TANDAR

J.O.Fernández Niello y A.J.Pacheco

El diseño y análisis de experimentos que involucren reacciones con iones pesados requiere con frecuencia el conocimiento de una serie de parámetros característicos (momento angular de "grazing", energía cinética en el centro de masa por encima de la barrera coulombiana, etc.) y su dependencia respecto del sistema reactante. Bajo ciertas suposiciones

razonables, todas estas magnitudes físicas pueden ser expresadas como funciones sumamente simples de los números atómicos y de masa de los núcleos proyectil y blanco (Z_p, Z_t, A_p, A_t) y de la energía de bombardeo (E_p). Sin embargo, la aplicación de estas fórmulas al caso de reacciones inducidas por partículas provistas por un acelerador determinado suele verse complicada por la dependencia característica de la energía del proyectil respecto de su carga o masa. En el presente trabajo, se presentan gráficos correspondientes a distintas magnitudes físicas para reacciones inducidas en un acelerador electrostático operado con valores de la tensión del terminal similares a los que se espera alcanzar con el TANDAR. La información se presenta en forma de curvas de nivel en dos sistemas bidimensionales de coordenadas equivalentes ($Z_p - Z_t$ y masa total-asimetría de masa), correspondientes a representaciones alternativas de todas las posibles combinaciones proyectil-blanco.

Física del Estado Sólido

- I Espectroscopía vibracional
- II Cristalografía y transiciones de fase
- III Crecimiento de cristales
- IV Espectroscopía Mössbauer
- V Teoría en sólidos
- VI Aplicaciones a Geología

I. ESPECTROSCOPIA VIBRACIONAL

I.1 Espectros Raman polarizados de un monocristal de Bromo *

E.Halac y H.Bonadeo

Se obtuvieron espectros Raman polarizados de un monocristal de bromo, y los resultados llevan a una asignación inequívoca de las correspondientes bandas fundamentales. El esquema vibracional resultante es similar al reportado para iodo sólido a partir de experiencias de dispersión inelástica de neutrones.

* J.Chem.Phys. 78(1983)643.

I.2 Dinámica de redes y estabilidad del cristal de Bromo

Z.Gamba, E.Halac y H.Bonadeo

Se estudió la dinámica de redes y estabilidad del cristal de bromo usando un potencial de interacción que incluye del tipo átomo-átomo y coulombianos. Se encontró que además de términos electrostáticos de orden superior es necesario incluir una interacción específica de la forma $-D/r^8$ entre los átomos primeros vecinos, que es identificado como una interacción dipolo inducido-cuadrupolo inducido, para estabilizar la estructura ortorrómbica observada y reproducir el resto de las propiedades estáticas y dinámicas.

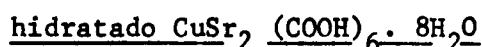
I.3 Celda criostática para estudio de Raman polarizado

E.Halac y N.Gutiérrez

Se describe una celda de baja temperatura para espectroscopía Raman polarizado. Por sus características permite el crecimiento de monocristales a partir del líquido y la determinación de la orientación de las muestras con ayuda de difracción de rayos X.

II. CRISTALOGRAFIA Y TRANSICIONES DE FASE

II.1 Estructura cristalina del formiato de cobre y estroncio



R.F.Baggio, P.K.de Perazzo y G.Polla

Se determinó la estructura cristalina del $\text{CuSr}_2 (\text{COOH})_2 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ por análisis de difracción de rayos X tridimensional. Los cristales son triclinicos, grupo espacial P1 con $a=6.61 (1)\text{\AA}$; $b=8.84 (2)\text{\AA}$; $c=8.90 (2)\text{\AA}$; $\alpha=104.5 (1)^\circ$; $\beta=96.0 (1)^\circ$; $\gamma=88.5 (1)^\circ$; $Z=1$.

La estructura se resolvió por el método de átomo pesado por medio de una síntesis Patterson y refinada por el método de cuadrados mínimos (matriz completa) hasta un R final = 0.092.

La coordinación de los átomos pesados es la esperada. El átomo de Cu, ubicado en un centro de simetría está rodeado por un octaedro con una típica deformación de John-Teller formado por 6 oxígenos provenientes de sus grupos formiato distintos. El átomo de Sr (nueve) está coordinado a nueve átomos de oxígeno uniformemente distribuidos, 5 de los cuales pertenecen a grupos formiato y 4 a moléculas de agua.

Los poliedros de coordinación están fuertemente ligados unos con otros compartiendo vértices y lados así como por el puenteo a través de uno de los grupos formiato.

Así resulta una red bidimensional cerrada paralela a (010). La intercorrección entre las capas se realiza a través de un sólo tipo de puente hidrógeno, explicándose así el neto clivaje según (010).

II.2 Transformaciones Topotácticas del $\text{CuSr}_2 (\text{HCOO})_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$

R.Baggio, M.A.R.de Benyacar, P.K.de Perazzo y G.Polla

La transformación topotáctica del formiato de cobre y estroncio hidratado en formiato de estroncio anhidro, fue estudiado por difracción de rayos X de polvo y cristal único así como con microscopía óptica con alta temperatura.

Estudios de cristal único a temperatura ambiente mostraron una única orientación relativa entre la fase inicial (triclinica) y la fase final (ortorrómbica).

$$(\text{h}01)_T^* // (\text{H}0\text{L})_0^* \quad \langle 001 \rangle_T^* // \langle 00\text{L} \rangle_0^* \\ (\text{en el espacio recíproco})$$

$$\langle o k o \rangle_T // \langle O K O \rangle_0 \quad (h k o)_T // (h k o)_0$$

(en el espacio directo)

Esta orientación relativa no puede ser explicada por conservación de motivos estructurales comunes, como suele ser el caso de este tipo de transformaciones.

Sin embargo, la nucleación orientada puede deberse en ciertos casos a un acuerdo accidental en la métrica de ambas redes; la transformación es entonces una "recristalización".

Este parece ser el caso en la deshidratación del $\text{CuSr}_2(\text{HCOO})_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$, donde las dimensiones de celda en los planos (ool) (cuasiparalelos) son muy similares para ambas fases.

$$\begin{array}{lll} a = 6.63 \overset{\circ}{\text{\AA}} & b = 8.77 \overset{\circ}{\text{\AA}} & \gamma = 88^\circ 35' \\ A = 6.79 \text{ \AA} & B = 8.76 \text{ \AA} & \Gamma = 90^\circ \end{array}$$

Otro argumento en favor de esta hipótesis de "recristalización" a temperatura ambiente se obtiene de la observación por microscopía óptica de cristales de $\text{CuSr}_2(\text{HCOO})_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ calentados entre 80°C y 120°C . En ellos se observó el crecimiento de pequeños y bien formados cristales de $\text{Sr}(\text{HCOO})_2$, con una gran correlación entre sus direcciones de crecimientos, tanto mejor cuanto menor era la temperatura de transformación.

Difracción de rayos X en conjunción con EDAX de la muestra transformada, mostró la presencia de un compuesto cristalino de cobre no identificado, en la periferia de la muestra. Se continuará en esta línea de investigación.

II.3 Transiciones de Fase en $8\text{PbO} \cdot \text{V}_2\text{O}_5$

R.Baggio, L.Schmirgeld de Wainer, M.A.R.de Benyacar

Se describe una nueva transición de fase reversible, de 1° orden en $8\text{PbO} \cdot \text{V}_2\text{O}_5$ ($T_c = 250-270^\circ\text{C}$ calentando, $170-190^\circ\text{C}$ enfriando).

Juntamente con la transición ferroelástica, ya conocida a 153°C , dan lugar a una compleja estructura de dominios, que se describe en función de la temperatura.

II.4 Transiciones de fase y propiedades físicas de monocristales de $\text{Pb}_{8-2} \text{V}_{13} \text{O}_{13}$

R.Baggio, M.A.R.de Benyacar, H.de Dussel, G.Polla y L.Schmirgeld

$\text{Pb}_{8-2} \text{V}_{13} \text{O}_{13}$ tiene dos transiciones de fase reversibles: una de segundo or-

den a $T_1=153^\circ\text{C}$ y una de primer orden a $T_2=250-270^\circ\text{C}$ calentando y a $180 - 210^\circ\text{C}$ enfriando . En este trabajo reportamos resultados de experiencias de difracción de rayos X, microscopía óptica, DSC (calorimetría diferencial de barrido) y mediciones dieléctricas realizadas para caracterizar mejor las 3 fases. Concluimos que el material se comporta como un semiconductor y que T_2 depende fuertemente de las tensiones presentes en la muestra.

II.5 Estructura de dominios ferroeléctricos e Influencia de distintos parámetros sobre la temperatura de transición $\text{H}(\text{UO}_2)(\text{AsO}_4)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$

R.Baggio, M.A.R.de Benyacar, H.L.de Dussel, P.K.de Perazzo y L.Schmirgeld

Con calorimetría diferencial de barrido (DSC), difracción de rayos X de muestras orientadas y la observación de réplicas de superficies de clivaje se observó la histéresis térmica de la transición ferroeléctrica-ferroelástica (1° orden). Las réplicas permitieron por primera vez poner en evidencia la estructura de dominios de la fase ferroeléctrica.

Se observaron cambios en la temperatura de transición ferroelástica-paraelástica cuando los cristales fueron inmersos en distintos entornos atmosféricos, vacío, aire húmedo, nitrógeno y helio gaseosos.

II.6 Ferroelectricidad en la fase II de la troegerita sintética

H.L.de Dussel, L.Schmirgeld, M.A.R.de Benyacar

Se describe el carácter ferroelástico de la fase II del $(\text{AsO}_4)_2 \cdot \text{H}_2(\text{UO}_2)_2 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$. Se determina la especie de Aizu que caracteriza la transición y la distorsión de red correspondiente. Se calculan los tensores de deformación espontáneo que caracterizan los distintos estados de orientación. Se hace una comparación entre la estructura de dominios observada y de las orientaciones de las paredes de dominio con las predichas por Aizu y Sapriel, respectivamente.

II.7 Estudio cristalológico de las calcinosis en las enfermedades del tejido conectivo

R.Matalon, M.A.R.de Benyacar, O.García Morteo⁺, J.A.Maldonado-Cocco⁺, J.C.Marcos⁺, A.S.Arturi⁺

La formación de cristales de apatita ha sido asociada con enfermedades del sistema conectivo, pero no siempre ha sido identificada y clasificada con claridad. El objeto de este trabajo fue investigar la composición de los depósitos cristalinos que aparecían en calcinosis de dos pacientes con dermatomyositis y dos pacientes con el síndrome de CREST. Las muestras se presentaban como un material granular y como una crema fluída obtenida por drenaje espontáneo de las masas subcutáneas calcificadas. Fueron empleadas las siguientes técnicas: difracción de rayos X para la identificación de la fase mineral, espectroscopía de infra-rojo (IR) para la identificación de los grupos funcionales, particularmente de los grupos $\text{CO}_3^{=}$ y análisis de rayos X dispersivo en energía para la confirmación cualitativa de la composición química y la determinación de la relación Ca/P. En todas las muestras la única fase mineral detectada fue la hidroxiapatita de calcio carbonatada. Los espectros de I.R. mostraron la presencia de iones $\text{CO}_3^{=}$ pertenecientes a una carbonato-hidroxiapatita de tipo A-B. De los datos obtenidos concluimos que la relación de iones $\text{CO}_3^{=}$ que reemplazan grupos OH^- y PO_4^{3-} , no es constante para todos los pacientes, en buen acuerdo con la variable relación Ca/P obtenida por EDAX. Nuestros resultados son notablemente similares a los obtenidos por K.Jónas en esmaltes dentarios. Aunque los mucopolisacaridos están usualmente presentes en tejidos conectivos, su íntima asociación con las carbonato-hidroxiapatitas estudiadas sugiere que intervienen en los mecanismos de depósito de la fase mineral.

⁺Instituto Nacional de Rehabilitación, Buenos Aires.

II.8 Identificación de minerales radioactivos mediante rayos X *

R.O.Toubes Spinelli

Se reúnen en un volumen, los espaciados de rayos X de los minerales radioactivos publicados hasta el 31 de diciembre de 1981. Aparecen ordenados alfabéticamente con la cita bibliográfica más importante y un texto conteniendo importantes aspectos físicos y químicos, relacionados paragenéticas, principales tipos de yacimientos y, en general, todos aquellos datos que ayu-

den a la identificación de la especie. Al comienzo aparece un Registro de Entrada el cual permite ubicar rápidamente la especie que se investiga.

* CNEA NT-7/82, 1982.

II.9 Estudio cristalográfico de calcificaciones heterotópicas en pacientes con enfermedades de tejido conectivo

R.O.Toubes Spinelli, M.A.R.de Benyacar y O.Hübscher⁺

Se realizó el estudio cristalográfico de dos muestras de calcificaciones cutáneas pertenecientes a dos pacientes del sexo femenino de 58 y 62 años de edad con diagnóstico de síndrome CREST y de dos muestras pertenecientes a una enferma de 26 años con diagnóstico de dermatomiositis (DM). Las dos primeras muestras se obtuvieron por remoción quirúrgica del material cálcico y las dos correspondientes al último paciente por expulsión espontánea del mismo.

Los métodos utilizados fueron difracción de rayos X y absorción del espectro infrarrojo, complementando con microscopía electrónica por transmisión y de barrido el que incluyó análisis químico cualitativo mediante un equipo EDAX.

El conjunto de estudios demostró que el material analizado de todas las muestras correspondió a carbonato-hidroxiapatita cálcica. Las dos muestras pertenecientes a las pacientes con síndrome CREST y una de las muestras de la paciente con DM resultaron del tipo B. La muestra restante de ésta última paciente resultó del tipo A-B (mixta, con cantidades aproximadamente similares de ambos reemplazos estructurales).

⁺Sección Reumatología e Inmunología, CEMIC.

II.10 Aluminocopiapita zincífera de la Mina Santa Elena, Quebrada de la Alcaparrosa, Prov. de San Juan.^{*}

R.O.Toubes Spinelli

Se describe una aluminocopiapita zincífera de la mina Santa Elena, quebrada de la Alcaparrosa, provincia de San Juan, aportando datos ópticos, químicos y roentgenográficos. Es su primera mención para la República Argen-

tina.

* Rev.Asoc.Arg.Miner., Petrol. y Sedim., 13 (1/2), 25-28, 1982.

II.11 Primera mención de Kirovita para la República Argentina*

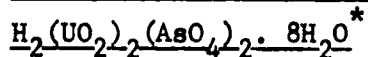
R.O.Toubes Spinelli

Se describe la especie kirovita de la mina Santa Elena, quebrada de la Alcaparrosa, provincia de San Juan, aportando datos ópticos, químicos y roentgenográficos. Es su primera mención para la República Argentina.

* Rev.Asoc.Arg.Miner., Petrol. y Sedim., en prensa.

III. CRECIMIENTO DE CRISTALES

III.1 Crecimiento en gel y caracterización de monocristales de



Se obtuvieron monocristales de arseniato de uranilo hidratado (HUA₅H) por medio de la técnica de crecimiento en gel de tetramethoxisilane, a distintas temperaturas, por encima y por debajo la temperatura T_c de transición paraelástica-ferroelástica.

Los cristales fueron caracterizados por difracción de Rayos X, ataque químico, microscopía electrónica de barrido y microscopía óptica.

El hábito de los cristales obtenidos por gel nos permitió estudiar por primera vez la geometría y características tridimensionales de la estructura de dominios ferroelásticos: se han observado 3 tipos de paredes de dominio en la fase de baja temperatura; uno paralela al eje c tetragonal y otros dos simétricamente inclinadas respecto a este eje.

A partir de la correlación entre la estructura de dominios observada y la presencia de defectos (revelada por ataque químico en muestras clivadas) pudo establecerse en forma cualitativa la secuencia de las etapas de crecimiento de los cristales.

También se puso en evidencia el rol fundamental de las dislocaciones de hélice en el mecanismo de nucleación de crecimiento de este material.

* J.Crystal Growth Vol. 61 N°3, 1983, pag. 606-614.

III.2 Síntesis de monocristales de oxalatos de bismuto por dos técnicas diferentes

G.Polla, R.Baggio, E.Manghi y P.K.de Perazzo

Se utilizaron las técnicas de evaporación lenta de solución acuosa y el método en gel para la obtención de monocristales de oxalatos de bismuto.

En los dos casos se observó el crecimiento simultáneo de $Bi_2(C_2O_4)_3 \cdot 7H_2O$ y $Bi_2(C_2O_4)_3 \cdot H_2C_2O_4$.

Para la identificación de ambos compuestos se utilizaron difracción de rayos X y medidas de densidad. Se determinaron por primera vez los paráme-

tros de celda respectivos. El comportamiento térmico se estudió por TGA y D.S.C.

III.3 Nucleación de nuevas orientaciones en gotas congeladas sobre un sustrato de helio

L.Levi⁺ y O.Nasello⁺⁺

Se estudia la probabilidad P de formación de nuevas orientaciones, en gotas que congelan en contacto con un sustrato de hielo basal o prismático. De acuerdo con resultados anteriores, se aplica satisfactoriamente la teoría de nucleación para relacionar el sobreenfriamiento T^x que corresponde a $P=0.5$ con el área $S=(\pi/4)d^2$ de la interfaz gota sustrato. Se muestra también que la rápida variación de P determinada por variaciones de T alrededor de T^x corresponde al comportamiento teórico de un proceso de nucleación. Para gotas que se extienden sobre el sustrato con una velocidad comparable con la de caída libre, los parámetros que relacionan T^x con d_e se evalúan utilizando los modelos de nucleación del casquete esférico y bidimensional. Se obtiene un mejor ajuste de los resultados con el último. Se obtiene así, para las energías de interfaz cristal-embrión, sobre los planos basal y prismático, $\sigma=0,4$ y $\sigma=0,2$, respectivamente. El valor, prácticamente despreciable, de σ en el primer caso se relaciona con los defectos de apilamiento que generarían los nuevos cristales, con su eje- c a 70° con el eje- c del sustrato.

El estudio de gotas congeladas después de impactar a 30m/s sobre el sustrato muestra que T^x crece con aumentar la velocidad de impacto. Este efecto se relaciona con la disminución de espesor de la capa de agua formada por las gotas sobre el sustrato y con la consecuente disminución de espesor de la capa de agua formada por las gotas sobre el sustrato y la consecuente disminución del tiempo t durante el cual las nucleaciones pueden producirse.

⁺ CONICET
⁺⁺ IMAF

III.4 Crecimiento de grano de hielo

L.Levi⁺ y E.A.Cepi⁺⁺

Se estudió el crecimiento de grano en hielo policristalino, formado de granos elongados, de 200-300 μm de ancho medio y 2-3 mm de largo medio.

Las muestras son recocidas a diferentes temperaturas entre 0°C y -10°C. Se observa que el valor de $\bar{\ell}$ no es afectado por el recocido, mientras $\bar{w}$ crece con el tiempo de duración del mismo.

Por debajo del punto de fusión, $\bar{w}(t)$ tiende a un valor límite $\bar{w}_g$. Este comportamiento se atribuye a la acción anclante de las burbujas de aire, que sería similar a la observada para inclusiones sólidas en metales. Suponiendo $\bar{w}_g = \bar{d}|f$, donde $\bar{d}$ es el diámetro medio de las burbujas y f es la fracción de volumen de aire disuelta en el agua, se obtienen valores razonables para $\bar{d}$.

Se evalúa la energía de activación del fenómeno, sobre la base de los resultados presentes y de los de Jellinek y Gouda. Se obtiene $Q=0.6$ eV. Se observa que este valor coincide aproximadamente con el de auto-difusión de volumen en el hielo como sucede en metales, en temperaturas de varios grados inferiores al punto de fusión, esta coincidencia sugiere que, para el hielo, el crecimiento de grano sería controlado por la difusión de impurezas, hasta la temperatura misma del punto de fusión.

⁺ CNEA Y CONICET

⁺⁺ IMAF

III.5 Efectos de las temperaturas de crecimiento y de las rugosidades de la superficie sobre la orientación de los cristales en hielo acrecido en régimen seco

L.Levi⁺ y F.Prodi⁺⁺

Se estudia la dependencia de la orientación de cristales de las temperaturas del aire y del depósito, en hielo acrecido en régimen seco, trabajando en un amplio rango de variación de estas temperaturas.

Se examina críticamente los efectos de algunos aspectos estructurales de los depósitos, tales como las rugosidades superficiales. Se demuestra que las variaciones en la orientación preferencial del eje C de los cristales son un efecto intrínseco de las variaciones en los hábitos cristalinos del hielo, más bien que una consecuencia de las rugosidades superficiales.

Se obtienen las distribuciones de frecuencia $F(\psi)$, para el ángulo ψ entre el eje C y la dirección radial, y las distribuciones $F(\eta)$ y $F(\theta)$ para los ángulos componentes, medidos en el plano de la sección y en un plano normal al mismo. Se muestra que, para $T_a \geq -18^\circ\text{C}$, las distribuciones $F(\psi)$ tienen un máximo a ángulos pequeños. Para $-18 \geq T_a \geq -23^\circ\text{C}$ la posición del

máximo depende fuertemente de la temperatura del depósito T_d , alcanzando valores próximos a 45° para $T_d < -10^\circ\text{C}$. Para $T_a < -23^\circ\text{C}$, las distribuciones muestran un gran desorden a $T_a \geq -5^\circ\text{C}$, pero un máximo a 45° cuando T_d es menor que este valor. Máximos secundarios agudos aparecen al costado de (o sobrepuestos a) los máximos principales. La aplicación del test del χ^2 a las distribuciones muestra que los máximos secundarios no pueden ser utilizados para obtener una más precisa determinación de T_a y T_d . Estos máximos pueden, por otro lado ser una consecuencia de la forma de los lóbulos, que pueden determinar el desdoblamiento de los máximos principales.

Con respecto al tamaño de los cristales, los resultados muestran que el área $\bar{\sigma}$ de los granos es menor en régimen húmedo esponjoso que en régimen seco, para los mismos valores de T_a y valores de T_d próximos a 0°C . Esta diferencia podría depender del diferente mecanismo de congelación en los dos regímenes. La longitud media $\bar{l}$ de los cristales tiene un comportamiento similar a $\bar{\sigma}$, mientras que el ancho medio $\bar{w}$ es casi independiente de T_a .

En consecuencia, considerando las aplicaciones al análisis de piedras de granizo, el área media $\bar{\sigma}$ y la longitud media $\bar{l}$ parecen ser los mejores parámetros para evaluar la temperatura del aire T_a en los regímenes húmedo y esponjoso.

⁺ CNEA y CONICET.

⁺⁺ Istituto FISBAT, C.N.R., Bologna, Italia.

III.6 Tamaño y orientación de cristales en hielo crecido por acreción en gotas en crecimiento húmedo y esponjoso

F.Prodi⁺, L.Levi⁺⁺, A.Franzini⁺ y C.Scarani⁺

Se ha determinado el tamaño y la orientación de cristales en hielo crecido en régimen húmedo y esponjoso, por acreción de gotas sobreenfriadas, en un amplio rango de temperaturas (-8 a -25°C). Se ha tomado particular cuidado en reducir, en el túnel de viento, los cristales de hielo espúreos que, de acuerdo con investigaciones anteriores, podría modificar las características del hielo, en estos regímenes de crecimiento. Se ha utilizado el análisis de orientación de los ejes-c de los granos, para verificar qué cristales de hielo espúreos no habían sido incorporados en número significativo en la estructura.

Se observó que diferentes depósitos, crecidos a $T_a \geq -22^\circ\text{C}$, mostraban comportamientos similares. Las distribuciones de frecuencia $F(\Psi)$, para el ángulo Ψ formado por eje-c con la dirección radial, tenían en todos los casos un máximo pronunciado cerca de $80^\circ\text{--}90^\circ$. Sin embargo, cuando estas distribuciones de frecuencia se comparan entre sí aplicando el test del χ^2 , se obtiene una probabilidad baja que ellas pertenezcan a la misma población; cuando $T_a \leq -25^\circ\text{C}$, existe un mayor desorden en la orientación de los cristales. En consecuencia, el análisis de la orientación de los cristales debería usarse en primer lugar para determinar el régimen de crecimiento, seco o húmedo-esponjoso.

Por el contrario, este método no puede usarse para determinar T_a , que no parece ser responsable de las diferencias de orientación observadas. Estas parecen deberse más probablemente a variaciones en el exceso de agua líquida en la estructura y en la presencia de irregularidades superficiales. Se discute la aplicación de los resultados al análisis de piedras de granizo.

+ Istituto FISBAT, C.N.R., Bologna, Italia

++ CNEA y CONICET

IV. ESPECTROSCOPIA MÖSSBAUER

IV.1 Análisis de muestras de biotitas argentina por medio de la Espectroscopía Mössbauer

C.Saragovi-Badler

Durante el proceso de alteración de los minerales de arcilla el hierro juega un papel muy importante y por lo tanto toda información concerniente a la cantidad, la valencia y la ocupación de los sitios de este elemento es esencial. Teniendo en cuenta este hecho se estudió por Espectroscopía Mössbauer el proceso de oxidación de biotitas naturales argentinas. Las muestras fueron provistas por el Centro de Investigaciones en Recursos Geológicos.

Se tomaron espectros de muestras de biotitas naturales de dos localidades y de los mismos materiales calentados a 500°C y 800°C bajo atmósfera de O_2 .

Los resultados experimentales muestran la existencia de Fe^{2+} y Fe^{3+} ambos en sitios M_1 y M_2 ; calentando a 500°C se incrementa el porcentaje de Fe^{3+} reduciendo el de Fe^{2+} . Los Fe^{2+} permanecen sólo en los sitios M_2 mientras que todos los Fe^{3+} ocupan los sitios M_1 . Al calentar a 800°C se oxidan los restantes Fe^{2+} a Fe^{3+} los que ocupan los sitios M_1 . Una de las series presentan una componente magnética, la cual permanece inalterada bajo el tratamiento de calor y cuyos parámetros corresponden a hematita o geotitas paramagnéticas. La presencia de hematita indicaría que estas biotitas fueron formadas en un entorno al aire y a más de 1000°C.

IV.2 Estudios cuantitativos de glóbulos rojos talasémicos por medio de la Espectroscopía Mössbauer

F.Labenski de Kanter

Como parte de un proyecto conjunto entre la Unidad de Hematología del Hospital de Niños "Ricardo Gutiérrez" y nuestro laboratorio, ha comenzado un programa de investigación que comprende el estudio cuantitativo de glóbulos rojos provenientes de niños que sufren de talasemia. Como primera etapa de este programa se midieron tres muestras de glóbulos rojos provenientes de adultos normales. Los parámetros Mössbauer obtenidos están de acuerdo con los hallados en la literatura. En este momento se ha comenzado a medir muestras de glóbulos rojos de niños normales de diversas edades. La etapa siguiente incluirá mediciones de glóbulos rojos talasémicos prove-

nientes de pacientes comprendidos dentro del mismo rango de edades que los normales.

IV.3 Estudios Mössbauer de reacciones de corrosión en refractarios de
horno de arco eléctrico - Parte I *

C.Saragovi-Badler, C.Puglisi*

El propósito de este trabajo es mostrar la clase de información que se puede obtener con el uso de la espectroscopía Mössbauer cuando es utilizada como complemento de técnicas convencionales, en el estudio de las reacciones que tienen lugar entre los refractarios y el medio ambiente metalúrgico. La espectroscopía Mössbauer provee información acerca del entorno local de los iones hierro en cualquier material sólido y esto puede ser útil en el estudio de las reacciones antes mencionadas considerando el rol importante que juega el hierro en ellas. Se usan ejemplos bien conocidos de reacciones de corrosión, a saber el mecanismo de desgaste de los refractarios de un horno de arco eléctrico. Estos refractarios se obtienen de la bóveda y de la línea de escoria al final de una campaña.

El análisis de ladrillos de alta alúmina de la bóveda indica que las reacciones químicas que tuvieron lugar durante el servicio produjeron principalmente ferrita de calcio, algo de cordierita y anortita. El óxido de hierro que migra dentro del ladrillo fue parcialmente incorporado por los granos de corundum como solución sólida y parcialmente permaneció como magnetita y hematita muy impuras. La reacción con la lima se llevó a cabo solamente hasta una primera etapa ya que no se encontró CA_6 como producto. Lo mismo puede decirse respecto al óxido de hierro, el que se incorporó al Al_2O_3 sin separación de hercinita.

En el caso de los ladrillos de magnesio de la línea de escoria los principales productos identificados son ferrita de magnesio y wustita de magnesio. El resto del contenido de hierro se distribuyó en la fase silicato lo cual estaba probablemente líquida durante el servicio, dando lugar a silicatos cristalinos y vítreos al enfriarse. Las fases experimentales encontradas son las esperadas cuando la relación CaO/SiO_2 vale aproximadamente 2.

Se estimó la distribución del hierro entre los diferentes componentes

en los dos tipos de ladrillos analizados usando el área de los picos de los espectros Mössbauer.

⁺Centro de Investigación para las Industrias Minerales, Instituto Nacional de Tecnología Industrial (INTI), San Martín, Buenos Aires.

*Enviado a su publicación en "Ceramic International"

IV.4 Estudios Mössbauer de reacciones de corrosión en refractarios de horno de arco eléctrico - Parte II^{*}

C.Puglisi⁺, F.Labenski, C.Saragovi-Badler

Se ha usado la espectroscopía Mössbauer, conjuntamente con las técnicas convencionales, en el estudio de reacciones de corrosión que tienen lugar durante el servicio en ladrillos de cromo-magnesita de interizado simultáneo provenientes de los puntos calientes de un horno de arco eléctrico. Los ladrillos de interizado simultáneo tienen propiedades de resistencia al calor y una cantidad incrementada de uniones espineles distribuidas uniformemente para resistir el ataque de la escoria y la penetración de líquidos.

Considerando la introducción de hierro durante el servicio los datos Mössbauer señalan que sólo se forma espineles como reacción entre el ladrillo y las componentes de hierro de la escoria. Los espectros Mössbauer obtenidos presentan valores altos de anchos de líneas indicando que los espineles que contienen hierro se hallan contaminados y altamente substituídos. Esto es esperado en compuestos en los que se ha incorporado una cantidad considerable de impurezas debido al entorno complejo en el cual se forman. Los espineles complejos que están presentes en este caso tienen un comportamiento magnético similar a la de la cromita pura FeCr_2O_4 cuando se incorpora hierro.

Los resultados experimentales confirman la estabilidad relativa de la fase espinel ante la presencia de los componentes migratorios de la escoria.

⁺Centro de Investigación para las Industrias Minerales, Instituto Nacional de Tecnología Industrial (INTI), San Martín, Buenos Aires.

*Enviado a su publicación en "Ceramic International"

IV.5 Estudio de minerales de arcilla provenientes de la provincia de Córdoba, Argentina, mediante la espectroscopía Mössbauer
C.Saragovi-Badler y F.Labenski

Nuestro laboratorio conjuntamente con el Departamento de Geología Económica (C.N.I.E) ha comenzado un proyecto en común "Contaminación natural con arsénico y otros oligoelementos en aguas y sedimentos de la llanura sudoriental de la Provincia de Córdoba".

El propósito de esta parte del proyecto es usar el Efecto Mössbauer, el que se ha convertido en un método establecido para la investigación en arcillas, en el estudio de los sedimentos que contienen hierro. Hemos comenzado el estudio Mössbauer de algunas muestras volcánicas y alteradas.

En los primeros casos, los resultados experimentales son los esperados, o sea silicatos amorfos que contienen hierro. Algunas muestras muestran Fe^{+2} y Fe^{+3} en un entorno amorfo y otras muestras presentan una mezcla de estos sitios. En el caso de la muestra alterada los parámetros Mössbauer revelan la presencia de montmorillonita tipo Wyoming y de hematita o goetita altamente substituida. Se ha hecho una estimación de la concentración de hierro en los sitios M_1 , M_2 y magnéticos de las áreas de los picos.

V. TEORIA EN SOLIDOS

V.1 Interacción y descarga de iones sobre una superficie de plata M.Weissmann y N.V.Cohan

En este trabajo se estudió la interacción a corta distancia de iones halógenos y alcalinos con la superficie (100) de plata. Los cálculos se hicieron para grupos $(Ag_n X)^+$ con $n=9$ y $n=37$ y donde $X=F, Cl, Na, K$. El método utilizado fue el IEHT, de Hückel iterativo, y se hizo un análisis cuidadoso de los parámetros a utilizar en cada caso. Los resultados más interesantes son que el Cl^- pierde más fácilmente su carga negativa que el F^- al acercarse a la superficie y que la carga se distribuye entre los átomos de plata más alejados del sitio de adsorción. La interacción de los iones alcalinos con la Ag es mucho menor que la de los halógenos y disminuye al aumentar n . Esto apoya la idea conocida de que los álcalis no interactúan directamente con la superficie sino a través de una capa de solvatación.

V.2 Cálculo de la densidad de estados de NbN_x por el método de recurrencia

A.M.Llois, N.V.Cohan y M.Weissmann

Es bien sabido que las propiedades superconductoras y estructurales de los metales de transición y sus compuestos cambian considerablemente cuando se introduce desorden. Aeppli et al.¹⁾, publicaron recientemente los resultados de espectroscopía de fotoemisión por rayos X para una serie de películas delgadas de NbN_x ($0 \leq x \leq 2$). Uno de los objetivos de estos experimentos fue observar cómo las impurezas de Nitrógeno modifican la estructura electrónica del metal de transición puro y determinar cómo está relacionada la densidad de estados, $n(E)$, de la banda de valencia en las cercanías del nivel de Fermi, E_F , con la temperatura crítica superconductora, T_c . En el presente trabajo se ha calculado una aproximación a la densidad de estados electrónica, $n(E)$, de NbN_x para $x \ll 1$ y se han comparado los resultados con los obtenidos experimentalmente. Para calcular $n(E)$ se ha usado la expansión de la resolvente en una fracción continua por medio del método de Haydock. Aún con muy pocos momen-

tos exactos de la densidad de estados (13 momentos) se logra reproducir bastante bien el comportamiento de la densidad de estados como función de la concentración de Nitrógeno, aún cuando la variación de $n(E_F)$ con x depende de la aproximación usada.

1) Aepli et al., Phys.Rev. B24(1981)4128.

V.3 Densidad de estados electrónicos de sistemas inconmensurados con desorden

A.M.Llois, M.Weissmann y N.V.Cohan

La densidad de estados electrónicos $n(E)$ de sistemas unidimensionales inconmensurados suele estudiarse con el modelo de enlaces fuertes (tight-binding), con interacciones entre primeros vecinos y una modulación periódica en los elementos diagonales. Cálculos recientes muestran que según la forma funcional usada para esta modulación se pueden obtener resultados muy diferentes, desde una $n(E)$ con gaps y minigaps similar a la de un sistema conmensurado hasta una idéntica a la de un sistema totalmente desordenado. En este trabajo calculamos $n(E)$ para varias formas diferentes de la modulación de los elementos diagonales e introducimos un grado variable de desorden para simular el proceso de fusión.

V.4 Fasones y Amplitudones en sistemas inconmensurados unidimensionales

N.V.Cohan y M.Weissmann

En este trabajo mostramos que las vibraciones del tipo fasones y amplitudones se pueden obtener para un sistema unidimensional inconmensurado usando solamente interacciones armónicas entre vecinos cercanos. Esto sucede cuando se usa una modulación realista para las constantes de fuerza. En los cálculos reemplazamos el sistema inconmensurado por otro conmensurado con una celda unidad suficientemente grande como para que los resultados numéricos no dependan de este tamaño. Encontramos vibraciones tipo fasones y amplitudones para valores razonables de la amplitud de la modulación y cuando hay un número suficiente de átomos por período de la

modulación.

V.5 Localización en diferentes modelos de sistemas inconmensurados unidimensionales

A.M.Llois, N.V.Cohan y M.Weissmann

En este trabajo estudiamos las propiedades de localización de sistemas inconmensurados unidimensionales. Se usó la aproximación de enlaces fuertes (tight binding) con interacciones entre primeros vecinos para varias modulaciones: diente de sierra, zig-zag y solitón. Mostramos que las propiedades de localización dependen fuertemente del tipo de modulación usada. En el caso de un sistema con solitones estudiamos también la distribución de cargas y encontramos que la carga electrónica tiende a localizarse en las dislocaciones.

V.6 Adsorción específica de iones halógenos sobre superficies de plata

M.Jáuregui, N.Cohan y M.Weissmann

En este trabajo estudiamos la interacción de iones halógenos con algunas superficies de plata de índices bajos. Utilizamos el método de Hückel extendido e iterativo para grupos del tipo $(Ag_n X)^-$ donde $X=F, Cl, Br$ y n es del orden de diez, en función de la distancia del halógeno a la plata. Los cálculos se hicieron para tres grupos diferentes de átomos de plata que modelan las superficies (111), (100) y (110). Encontramos que los halógenos se adsorben sobre las superficies, produciendo así capas mixtas. La adsorción de Cl y Br es muy similar mientras que la de F es mucho menor. El Cl y el Br resultan prácticamente neutros al adsorberse mientras que el F permanece cargado negativamente. Para los tres halógenos la adsorción es máxima para la superficie (111) siguiéndole la (100) y la (110).

V.7 Cálculo analítico de una clase de integrales que contienen funciones exponenciales y trigonométricas

V.Massida

Se muestra cómo calcular en forma analítica integrales entre 0 y 2

del tipo $f(\phi) g(\phi) \exp\{G(\phi)\}$, donde $g(\phi)$ y $G(\phi)$ son combinaciones lineales de potencias de $\sin \phi$ y $\cos \phi$, y $f(\phi)$ es tal que sus coeficientes de Fourier pueden hallarse analíticamente. El resultado queda expresado en términos de funciones de Bessel.

V.8 Transiciones orden-desorden en una red bidimensional de cuadrupolos reorientables en la aproximación de campo promedio.

V.Massida y J.Hernando

Consideramos una red bidimensional de cuadrupolos puntuales reorientables que interactúan electrostáticamente. Introducimos un conjunto de funciones de distribución $n_\ell(\psi)$ que describen el comportamiento orientacional de los cuadrupolos. Escribimos la energía libre en la aproximación de campo promedio como funcional de las n_ℓ . Usando un procedimiento variacional encontramos un conjunto de ecuaciones trascendentes cuya solución da los n_ℓ . Este formulismo es aplicado a tres casos particulares: A) red cuadrada, B) red rectangular, C) red triangular. En todos los casos se encuentra una transición de fase del tipo orden-desorden. En los casos A y C la transición es de segundo orden; en el caso B puede ser de primer o segundo orden según cómo sean los cuadrupolos involucrados. Un caso particular de C) lo constituye una capa de moléculas de N_2 sobre grafito, para el cual nuestro modelo predice correctamente la estructura de baja temperatura y una temperatura de transición en razonable concordancia con la experimental.

V.9 Programa para el cálculo de sumas reticulares en dos dimensiones

J.Hernando y V.Massida

Se escribió un programa FORTRAN para el cálculo del campo eléctrico y sus derivados hasta el orden tres creado por una red bidimensional de carga puntuales en un punto arbitrario de dicho plano. Este programa utiliza las fórmulas de R.D.Brown y B.W.N.Lo, J.Phys. C4(1971)263.

V.10 Método numérico y discusión general de ecuaciones integrales para el modelo primitivo de la interface electrificada

B.Blum, J.Hernando, J.L.Lebowitz

Describimos un algoritmo numérico eficiente para resolver ecuaciones integrales comúnmente utilizadas en la teoría del electrodo primitivo. El método se aplica a una aproximación obtenida de la primer ecuación BGY utilizando un esquema modificado Croxton-McQuarrie de electroneutralidad local, con correlaciones de volumen precisas. Para soluciones 1M de electrolitos 1-1, y soluciones 0.5M de electrolitos 2-2, 2-1 y 1-2 el acuerdo con experiencias numéricas es bueno.

Para aplicar el método a otras ecuaciones integrales las formulamos como esquemas aproximados a la clausura del primer miembro de la jerarquía BGY. Varias de estas se ve que satisfacen la condición de electroneutralidad local. Sugerimos también una nueva aproximación que podría ser precisa aún para acoplamientos muy fuertes.

V.11 No universalidad en un Hamiltoniano modelo con interacciones de cuatro spins

S.D'Elia

Se introduce un Hamiltoniano con seis tipos de interacciones de cuatro spins (constantes de acoplamiento $\{\Gamma_i\}$) que acoplan cuatro redes tipo Ising en dos dimensiones.

El modelo se reduce a los asimétricos modelos de Ashkin-Teller ó de ocho vértices, por una apropiada elección de las constantes $\{\Gamma_i\}$.

El punto de desacople es estudiado usando el algebra de operadores de Kadanoff. Los distintos operadores que caracterizan magnitudes físicas muestran dependencia con diferentes combinaciones lineales de las $\{\Gamma_i\}$. Se tiene una superficie crítica no universal, en lugar de líneas críticas no universales. También el modelo tiene tres planos de desacople no-universales, sobre los que el acoplamiento es sólo entre pares de redes.

En cada plano hay cuatro líneas multicríticas con un operador marginal adicional, responsable de la no-universalidad cuando nos movemos fuera del plano. Esto se sigue de la equivalencia entre los modelos de Ashkin-Teller y de ocho vértices con el modelo Gaussiano.

V.12 Transformaciones de dualidad en un Hamiltoniano modelo con interacciones de cuatro spins

S.D'Elía

Un Hamiltoniano modelo que incluye a los de Ashkin-Teller y ocho vértices es introducido. La matriz de transferencia es formulada en términos de la matriz de transferencia bidireccional, siguiendo un trabajo previo de C.Fan.

Se estudian dos transformaciones de dualidad y las asociadas superficies invariantes en el espacio de las constantes de acoplamiento.

Una de las superficies incluye las líneas críticas de Ashkin-Teller y de ocho vértices.

La otra contiene la superficie crítica de la parte pura de interacciones de cuatro spins del Hamiltoniano. En particular, se encuentra que el modelo "tablero de ajedrez al azar", previamente introducido, es crítico para un valor de su constante de acoplamiento igual al valor crítico de Ising.

V.13 Determinación por Montecarlo del diagrama de fases de un modelo con un Hamiltoniano con interacciones de cuatro spins

S.D'Elía y H.Ceva

Un Hamiltoniano modelo introducido previamente por los autores y relacionado con los modelos de Ashkin-Teller y ocho vértices es estudiado con la técnica de Montecarlo en una red cuadrada bidimensional de $N \times N$ sitios para $N=12, 20$ y 30 .

La física del sistema está caracterizada por la razón entre la interacción de cuatro spins (λ) y la de dos spins (K_2), esto es por $X = \lambda/K^2$. Hemos determinado la energía, el calor específico, la "polarización", la magnetización y varias susceptibilidades como funciones de la temperatura, para 17 valores diferentes de $X > 0$.

En todos los casos la polarización es un buen parámetro de orden. Para $N=20$ encontramos que por debajo de $X \approx 35$, el sistema tiene un orden similar al del modelo de Ising, aunque la transición es de primer orden para $X \geq 1.67$.

Se han encontrado y se discuten estados metaestables. Para $X \geq 35$ el sistema presenta un efecto de tamaño finito muy interesante, caracterizado por una cadena de paredes horizontales y verticales. Además, la magnetización

deja de ser un buen parámetro de orden.

Se presenta un diagrama de fases del modelo.

V.14 Un nuevo modelo con interacciones de cuatro spins: diagrama de fases y formación de dominios y paredes*

S.D'Elia y H.Ceva

Se introduce un Hamiltoniano relacionado con los modelos de Ashkin-Teller y de ocho vértices y se lo estudia en una red bidimensional cuadrada de $N \times N$ sitios. El modelo está formulado en términos de una variable vectorial $\vec{S}$ de cuatro estados y posee interacciones de dos (K_2) y cuatro (λ) cuerpos. Si $K_2=0$ el estado fundamental del sistema es altamente degenerado y casi todos estos estados tienen dominios y paredes. También estudiamos la región $x \gg 1$ del diagrama de fases $K_2=K_2(x)$ siendo $x=\lambda/K_2$ y obtenemos condiciones para la existencia de esas paredes.

Encontramos que para $\lambda \sim (x/N) \gg 1$ hay un cruzamiento ("crossover") hacia el orden tipo Ising, sin paredes.

*Phys.Rev. B28 (1983) 4001.

V.15 Susceptibilidad magnética de un modelo con fluctuaciones de valencia entre dos configuraciones magnéticas: tratamiento con el grupo de renormalización

R.Allub, H.Ceva y B.Alascio

Mediante la técnica del grupo de renormalización de Wilson hemos calculado la dependencia con la temperatura de la susceptibilidad magnética de un modelo de impureza que describe las fluctuaciones de valencia entre dos configuraciones magnéticas. El modelo contiene dos parámetros: la diferencia de energía entre las dos configuraciones, Δ , y el ancho del nivel, Γ . Encontramos un estado fundamental doblete, que produce una divergencia en la susceptibilidad a bajas temperaturas.

La dependencia con la temperatura del momento magnético efectivo puede describirse de la siguiente manera: a) un régimen de valencia intermedia, a altas temperaturas, b) un régimen de momento local, a temperaturas intermedias, y c) un régimen de acoplamiento fuerte, a bajas temperaturas. Cuando $|\Delta| \gg \Gamma$ y negativa, el modelo tiene comportamiento Kondo correspon-

diente a spin uno, y exhibe universalidad.

V.16 Estructura cristalina y dinámica reticular del cloro. El rol de los potenciales electrostático y anisotrópico átomo-átomo.

E.Burgos, C.S.Murtly y R.Righini

Se analizan las fuerzas intermoleculares en el cristal de Cl_2 . Se consideran diversos modelos de potencial intermolecular, incluyendo términos anisotrópicos en las interacciones átomo-átomo y contribuciones electrostáticas de momentos multipolares superiores al cuadrupolar, y se discute su capacidad para reproducir propiedades estáticas y dinámicas del Cl_2 cristalino. La inclusión de fuerzas dispersivas anisótropas reproduce correctamente la celda unitaria ortorrómbica. Términos anisotrópicos son también necesarios en la parte repulsiva de las interacciones átomo-átomo para obtener un buen acuerdo en las frecuencias de la red así como la estabilidad de la Cmca respecto a una hipotética fase cúbica. Se desarrolla un formalismo tensorial para la descripción de la dependencia angular en las interacciones átomo-átomo, particularmente conveniente para cálculos dinámicos.

V.17 Efectos de las interacciones anisotrópicas átomo-átomo sobre la estructura cristalina y la dinámica reticular del CS_2 sólido.

E.Burgos y R.Righini

Se describen las fuerzas intermoleculares en el cristal de CS_2 empleando un potencial consistente de una parte electrostática, representada por un modelo de multipolos distribuidos, y un potencial de repulsión-dispersión que toma en cuenta efectos anisotrópicos en las interacciones átomo-átomo. Se obtiene un buen acuerdo con la estructura cristalina experimental y las frecuencias reticulares observadas. Se discute el efecto de la anisotropía de las interacciones de corto alcance en la estática y dinámica del cristal de CS_2 y otras moléculas lineales.

V.18 Densidad de estados vibracionales de cristales de gases nobles impurificados

A.Frigerio, H.Bonadeo, M.Weissmann y N.V.Cohan

Se estudió la densidad de estados vibracionales de cristales de $\text{Xe}_{1-x}\text{Cs}_x$ y Xe_{1-x}Kr para $x \approx 0.05$, calculándola como un promedio de densidades de estados locales obtenidas por el método de fracciones continuas. Se usaron dos conjuntos de valores asintóticos en la expansión, para obtener una aproximación satisfactoria tanto dentro de la banda mayoritaria como para los picos minoritarios fuera de ella. El uso de ligaduras como base de coordenadas permite una interpretación física directa de cada densidad local de estados y provee también una forma simple para las matrices cinética y de constantes de fuerza; el inconveniente de su sobrecompletitud es fácilmente subsanado.

VI. APLICACIONES A GEOLOGIA

VI.1 Geología del nunatak Bertrab, Sector Antártico Argentino

R.O.Toubes Spinelli⁺

El nunatak Bertrab (77°44' Sur - 34°48' Oeste), asiento de la Base Antártica Argentina General Belgrano II, está formado por un granito gris rojizo a gris con motas blancas y rojizas, en un afloramiento muy reducido. Está atravesado por filones de pórfiro riolítico, pórfiro granítico y espesartita ocupando, por lo menos dos de ellos, planos de falla. También aparecen vetillas de baritina con amatista y cuarzo lechoso. El intenso diaclasamiento confiere un aspecto de fracturación superficial muy notable. Por comparación con rocas similares datadas de nunatak cercanos (Moltke, Littlewood), se podría considerar que la edad del granito es precámbrica superior.

⁺CNEA, CONICET y Facultad de Ciencias Naturales, UNLP.

VI.2 Edades potasio-argon de algunas rocas de la Sierra de Valle Fértil, Prov. San Juan

R.O.Toubes Spinelli

Se informan diez edades radimétricas de pegmatitas y seis de rocas metamórficas, algunas de las cuales son roca de caja de las primeras, provenientes de la Sierra de Valle Fértil, prov. de San Juan. Las pegmatitas se agrupan en tres ciclos: a) 600-650 m.a. (mencionado por primera vez para el ámbito de las Sierras Pampeanas); b) alrededor de 500 m.a.; y c) alrededor de 430 m.a., a los cuales se podría agregar otro próximo a los 750 m.a. . Las rocas metamórficas corresponden a una anfibolita con 800 m.a., gneises tonalíticos con edad mínima aparente de 620-630 m.a. y granodioritas gneisicas cuyas edades están cercanas a los 490 m.a. No se pudo demostrar relación entre las edades obtenidas y la mineralización radiactiva de las pegmatitas.

VI.3 ¿Qué es un mineral?*

R.O.Toubes Spinelli

Se desarrolla una revisión crítica pormenorizada de la definición de especie mineral. El análisis se basa en ejemplos afines a cada una de las partes de la definición actual más comúnmente utilizada. Se finaliza exponiendo la definición que el autor considera como más adecuada a la realidad.

* Ciencia Divulgada, año II, Noviembre-Enero 1982

Energía Solar

ENERGIA SOLAR

I.1 Estudios experimentales y teóricos de concentradores de radiación solar

Grupo de aplicación de energía solar^{*}

El objeto general del programa es el calentamiento de fluidos a temperaturas de 150 a 350°C mediante el uso de concentradores de radiación solar, a fin de proveer calor para procesos industriales y generar vapor apto para la producción de energía mecánica y eléctrica.

Para el diseño y la construcción de un prototipo industrial de concentrador que permita el desarrollo de la tecnología adecuada para su producción en serie, se ha seleccionado concentradores cilíndrico-parabólicos. En base a los estudios teóricos de concentradores con foco lineal realizados en el Grupo, se desarrolló un programa de cálculo que permite optimizar los parámetros de dichos concentradores tanto con receptor plano cuanto cilíndrico. Como primera etapa se seleccionaron los valores adecuados para el calentamiento de un fluido en el intervalo de temperatura de 180 a 220°C con el fin de usar los concentradores para proveer calor para procesos industriales. Se realizó la ingeniería básica del sistema y se inició la ingeniería de detalle del mismo así como la construcción de algunos de los componentes ya definidos. Paralelamente, se continuó realizando ensayos de operación con los prototipos de laboratorio de concentrado fijo a espejo facetado construidos por el Grupo, para lo cual se diseñó, construyó y montó una nueva instalación térmica de medición de parámetros, apta para ser usada en el futuro como banco de ensayo de concentradores. Asimismo, se diseñó y construyó una nueva unidad lógica de control para el seguimiento del movimiento aparente del sol, que permite operar simultáneamente ocho líneas de concentradores.

En conexión con la Sección Electroquímica de la Gerencia de Procesos Químicos de la CNEA, se ha comenzado a trabajar en la elaboración de superficies selectivas de cromo negro para temperaturas elevadas.

En las tareas de orden teórico, se realizó un estudio del factor de concentración máximo, en concentradores con foco lineal y puntual, para diversos modelos de distribución de intensidades de radiación el disco solar.

* Los trabajos son realizados por acuerdo entre el Departamento de Física y el Departamento de Prospectiva y Estudios Especiales, sobre programas financiados y controlados por este último.

I.2 Conversión fotovoltaica

Grupo de aplicación de energía solar^{*}

En el campo fotovoltaico se continuó con la puesta al día de la evaluación sobre el estado de desarrollo de la conversión fotovoltaica de la energía solar en el mundo. Se realizó una visita a laboratorios y plantas relacionadas con la producción de paneles fotovoltaicos en EE.UU. y Europa a fin de identificar tecnologías, procesos, equipos y expertos que permitan elaborar un proyecto de instalación experimental demostrativa de la tecnología de fabricación de paneles fotovoltaicos.

Se continuaron los estudios teóricos de física del estado sólido orientada a semiconductores, a fin de proveer bases apropiadas para futuros estudios teóricos en conversión fotovoltaica.

Apéndice

Personal

Publicaciones

Índice

PERSONAL

Investigadores de la CNEA

Abriola D.	con licencia en la State Univ. of N.Y., USA.
Achterberg E.	
Baggio R.	
Benyacar M.	Jefe de la División de Física del Sólido
Berisso M.C.	
Bes D.R.	*
Bonadeo H.	*
Burgos E.	
Ceballos A.	
Ceva H.	
D'Elía S.	
Dragún O.	
Debray M.	
Di Gregorio D.	
Dussel G.G.	*
Dussel H. Lanza de	
Dukelsky J.	
Etchegoyen A.	
Fernández Niello J.	
Ferrero A.	
Filevich A.	
Frigerio A.	
Gamba Z.	
García Bermúdez G.	*
Gattone A.	con licencia en la Univ. de Indiana, USA
Gil S.	con licencia en la Univ. de Washington, USA
Halac B.	
Hernando J.	
Huck H.	
Jech A.	*
Kreiner A.	
Labensky F.	
Macchiavelli A.	con licencia en el Lawrence Berkeley Lab., USA
Manghi E.	
Maqueda E.E.	* Jefe de la División de Física Nuclear Teórica
Mariscotti M.	
Massidda, V.	
Mehr M.T.	
Moragues J.	* Jefe del Grupo de Energía Solar
Napoli D.	
Otero D.	
Pacheco A.	
Perazzo P. Koning de	
Perazzo R.P.J.	
Pérez M.L.	
Pérez Ferreira E.	Jefe del Departamento de Física
Pomar C.	
Proto A.	
Polla G.	
Reich S.L.	
Rossi J.J.	
Saraceno M.	
Saragovi-Badler C.	

Sccocola N.
Scheuer W.
Soffia H.M.
Spina M.E.
Testoni J.
Toubes R.
Ventura E.
Wainer L.

con licencia en la Univ. de Heidelberg, Alemania

* Miembro de la Carrera del Investigador del Consejo Nacional de
Investigaciones Científicas y Técnicas

Investigadores de otras instituciones con lugar de trabajo en la CNEA

Cambiaggio M.C.	*
Cohan N.	*
Curutchet P.	+
Fendrik A.	+
Levy L.	*
Lenzi S.	**
Llois A.M.	**
Waissmann M.	*

* Miembro de la Carrera del Investigador del Consejo Nacional de
Investigaciones Científicas y Técnicas

** Becario del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

+ Becario de la Comisión de Investigaciones Científicas de la Prov. de
Buenos Aires

Ingenieros

Camín D.V.
Fazzini N.
Giménez C.
González H.
Martí G.
Milberg J.
Mónico J.
Nicolai J.
Requejo R.
Ribarich R.
Satinosky M.
Simoncelli D.
Navarro D.
Tau S.
Tersigni A.
Vieiro J.

Jefe de la División de Ingeniería

Científicos Visitantes

Abraham E.	Harriot Watt University, U.K.
Axe J.	Oak Ridge Nat. Lab., USA *
Ball J.	Oak Ridge Nat. Lab., USA *
Barret B.	Tucson, Arizona, USA
Barretto J.L.	UFRJ * y **
Bayman B.	Univ. of Minnesota, USA
Bezerra Coutinho F.	USP *
Blum L.	Universidad de Puerto Rico
Borello Lewin T.	USP *
Brandan M.E.	Univ.Chile
Brieva F.	Univ.Chile *
Brown Moreno E.	Lawrence Berkeley Lab., USA
Butt N.	Pinstech, Pakistán
Canto L.F.	UFRJ *
Civitarese O.	UNLP, Argentina
Dias H.	USP *
Dietzsch O.	USP *
do Barros S.	UFRJ * y **
Donangelo R.	UFRJ *
Duval P.	Tucson, Arizona, USA
Drugowich F.	USP *
Ferrareto M.	USP *
Fulfaro R.	IPEeN, SP, *
Giambiagi J.J.	CBPF, Río de Janeiro, Brasil
Gomes L.C.	CBPF, Río de Janeiro, Brasil
Huberman B.	Xerox, California USA
Levine R.	Hebrew Univ. *
Lepine A.	USP *
Liotta R.	Forskinstitutet, Sweden
Mang H.	Univ. of Münich *
Massmann H.	Univ.Chile *
Menchaca Rocha A.	Univ.Chile
Murgich J.	IVIC, Venezuela
Nunes L.	USP *
Paciornik S.	USP *
Pittel S.	Univ. Delaware, USA
Ramírez J.C.	Univ.Chile *
Ramos Parente C.B.	IPEeN, SP, Brasil *
Rasmussen J.	Lawrence Radiation Lab., USA
Rao N.	USP *
Ribas R.	USP **
Roche M.	Venezuela
Rotberg V.	USP **
Sala O.	USP, *
Seale W.	USP *
Seltz R.	CIN of Strasbourg, France
Stokstad R.G.	Lawrence Radiation Lab., USA
Szantos de Toledo A.	USP *
Thieberger P.	Brookhaven National Lab., USA
Tomanek	Universidad Libre de Berlin
Valdés Flores J.	UNAM *
Vary J.	Iowa Univ., USA

* Participante de la "Va. Reunión de Trabajo de Física Nuclear", Chapdamalal, Buenos Aires.

** Participante de la "Via. Reunión de Trabajo de Física Nuclear", Tandar, Buenos Aires.

Seminaristas

Aliaga J.
Bejer S.
Bernath M.
Blum B.
Camin D.
Cardona M.A.
Carpintero E.
Figliola M.A.
Folcia, C.
Gonzalez A.D.
Gonzalez Tamburri M.
Gravielle M.S.
Iarfa P.
Jauregui, M.
Levy Yeyati A.
Mota V. de la
Nievas G.
Pinzón B.
Rocco C.
Sainato C.
Salem L.
Simone L.
Tau R.

Personal Técnico

Antonuccio F.
Bergaglio J.
Binda A.
Bolaños C.
Cabello B.
Coraló J.
Cordeyro S.
D'Agostino R.
Denari M.
Díaz Romero A.
Di Paolo H.
Garanzini J.
Garay Ramos E.
Grahmann H.
Granata J.
Gómez D.
Gutierrez N.
Ietri B.
Ietri G.
Igarzábal M.
Kesque J.M.
Laffranchi J.
Lolago E.
Menéndez E.
Míguez C.
Morales A.
Montrasi C.
Nigro S.

Nuñez N.
Orecchia J.
Palacio C.
Petragalli I.
Professi M.
Professi J.
Ramírez M.
Rendina J.
Riso J.M.
Rodríguez J.C.
Rugilo A.
Schevenels L.
Schiavino R.
Vidallé J.

Personal Administrativo

Blanco L.
Boretto J.
Cáceres A.
Carmuega M.T.
Escrivá G.
Galván de González
Ghiotti B.
Gismondi M.
Lires S.
Puyau A.
Prieto J.
Rodriguez L.
Soler H.

Personal de apoyo

Barzola G.
De Brasi O.
Dieguez R.
Gómez L.
Gutiérrez E.
López F.
Manavella A.M.
Molina G.
Molina J.C.
Piccini G.

PUBLICACIONES DEL DEPARTAMENTO DE FISICA

Artículos publicados o aceptados durante este período.

FISICA NUCLEAR

The ground state of deformed nuclei as a boson condensate.

J. Dukelsky, G.G. Dussel, H.M. Sofia.

Nucl. Phys. A 373 (1982) 267

High-spin states in ^{94}Te .

M. Behar, A. Ferrero, A. Filevich, G. García Bermudez, M.A.J. Mariscotti.

Nucl. Phys. A 373 (1982) 483

The nucleus as a condensate of monopole and quadrupole pairing vibrations.

R.A. Broglia, E. Maglione, H.M. Sofia, A. Vitturi.

Nucl. Phys. A 375 (1982) 217

In-beam study of ^{78}Br .

M. Behar, D. Abriola, A. Filevich, G. García Bermúdez, A.J. Kreiner, M.A. Mariscotti, J.A. Pinston, D. Barneoud.

Nucl. Phys. A 376 (1982) 131

Levels in ^{156}Gd studied in the (n, γ) reaction.

A. Backlin, G. Hedin, B. Fogelberg, M. Saraceno, R.C. Greenwood, C.W. Reich, H.R. Koch, H.A. Baader, H.D. Breitig, O.W.B. Schult, K. Schreckenbach, T. von Egidy, W. Mampe.

Nucl. Phys. A 380 (1982) 189

A graphical procedure to evaluate the many-body shell-model equations.

R.J. Liotta, C. Pomar.

Nucl. Phys. A 382 (1982) 1

Cluster of nucleons as elementary modes of excitation in nuclei.

G.G. Dussel, R.J. Liotta, R.P.J. Perazzo.

Nucl. Phys. A 388 (1982) 606

High spin states in ^{218}Ra .

J. Fernández Niello, H. Puchta, F. Riess, W. Trautmann.

Nucl. Phys. A 391 (1983) 221

Angular-momentum transfer and alignment in deep-inelastic reactions for nearly symmetric heavy-ion systems.

A.J. Pacheco, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, R.M. Diamond, C.C. Hsu, L.G. Moretto, D.J. Morrissey, L.G. Sobotka, F.S. Stephens.

Nucl. Phys. A 397 (1983) 313

Spin determination via α -d angular correlations and α -transfer DWBA analysis in ^{18}F high-energy states.

M.C. Etchegoyen, D. Sinclair, A. Etchegoyen, E. Belmont Moreno.

Nucl. Phys. A 402 (1983) 87

Maximum overlap and critical phenomena.

M.C. Cambiaggio, A. Plastino.

Nucl. Phys. A 403 (1983) 365

Configuration mixing calculations in soluble models.

M.C. Cambiaggio, A. Plastino, L. Szybisz, H.G. Miller.

Nucl. Phys. A 403 (1983) 381

Thermal aspects of the pairing correlations in finite nuclei.

O. Civitarese, G.G. Dussel, R. P. J. Perazzo.

Nucl. Phys. A 404 (1983) 15

The (^{14}C , ^{14}O) reaction considered as simultaneous pair-exchange or double charge-exchange processes.

D.R. Bes, O. Dragún, E.E. Maqueda.

Nucl. Phys. A 405 (1983) 313

Search for two-octupole-phonon states in ^{208}Pb .

M.A. Mariscotti, D.R. Bes, S.L. Reich, H.M. Sofia, P. Hungerford, S.A.

Kerr, K. Schreckenbach, D.D. Warner, W.F. Davidson, W. Gelletly.

Nucl. Phys. A 407 (1983) 98

The high spin structure of ^{100}Rh .

M.A. Mariscotti, A.J. Kreiner, M. Behar, A.O. Machiavelli, G. García

Bermúdez, A. Ferrero, C. Baktash, P. Thieberger.

Nucl. Phys. A (en prensa)

Time - dependent Hartree-Fock-Bogoliubov description of the pairing interaction.

M. C. Cambiaggio, G.G. Dussel, M. Saraceno.

Nucl. Phys. A 415 (1983) 70

High spin states in the doubly odd ^{72}Br nucleus.

G. García Bermúdez, C. Baktash, A.J. Kreiner.

Phys. Rev. C 25, 3 (1982) 1396

$^{10}\text{B} + ^{17}\text{O}$ fusion cross section.

Y-d. Chan, D.E. Di Gregorio, J.L.C. Ford, Jr., J. Gómez del Campo, M. E.

Ortiz, D. Shapira.

Phys. Rev. C 25, 3 (1982) 1410

Fusion, direct, and total reaction cross sections of the $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ system up to $E_{^{14}} = 180\text{MeV}$.

M.E. Ortiz, J. Gomez del Campo, Y.D. Chan, D.E. Di Gregorio, R.G. Stokstad,

J.P.F. Sellschop, R.L. Parks, D. Weiser.

Phys. Rev. C 25, 3 (1982) 1436

Graphical multistep shell-model calculation of the even tin and lead ground states.

C. Pomar, R.J. Liotta.

Phys. Rev. C 25, 3 (1982) 1656

^{129}Sn and ^{129}Sb beta decays.

H. Huck, M.L. Pérez, J. Rossi.

Phys. Rev. C 26, 2 (1982) 621

High-spin states in ^{79}Kr populated by the $^{78}\text{Se}(\alpha, 3n)$ reaction and interpreted in terms of a quasiparticle-plus-rotor model.

M. Behar, A. Filevich, A.O. Machiavelli, L. Szybisz, P. Thieberger.

Phys. Rev. C 26, 4 (1982) 1417

- $^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$ fusion cross sections and compound nucleus limitation in ^{27}Al .
D. E. Di Gregorio, J. Gomez del Campo, Y.D. Chan, J.L.C. Ford, Jr., D. Shapira, M.E. Ortiz.
Phys. Rev. C 26, 4 (1982) 1490
- Collective states in the doubly odd ^{72}Br Nucleus.
G. García Bermúdez, C. Baktash, O. Kistner.
Phys. Rev. C 26, 4 (1982) 1748
- Fusion cross sections for the $^{12}\text{C} + ^{15}\text{N}$ system.
R. Novotny, D. Shapira, Y-d. Chan, D. E. Di Gregorio, J.L.C. Ford, Jr., J. Gómez del Campo.
Phy. Rev. C 26, 6 (1982) 2664
- Equations-of-motion approach to the neutron-proton pairing problem.
F. Andreozzi, A. Covello, A. Gargano, E.E. Maqueda, R.P.J. Perazzo.
Phys. Rev. C 27, 1 (1983) 370
- Comparison of upper and lower bound methods using a soluble many-fermion model.
M.C. Cambiaggio, A. Klar, F.J. Margetan, A. Plastino, J.P. Vary.
Phys. Rev. C 27, 6 (1983) 2340
- Two correlated quasiparticles states in the principal series approximation.
J. Dukelsky, G.G. Dussel, H.M. Sofía.
Phys. Rev. C 27, 6 (1983) 2954
- Fusion and peripheral processes in the collisions of $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ and $^{20}\text{Ne} + ^{16}\text{O}$.
D. Shapira, D.E. Di Gregorio, J. Gómez del Campo, R.A. Dayras, J.L.C. Ford, Jr., A.H. Snell, P.H. Stelson, R.G. Stokstad, F. Pougheon.
Phys. Rev. C 28, 3 (1983) 1148
- Evidence of g-boson in the ^{218}Ra spectrum.
J. Dukelsky, J. Fernández Niello, H. Sofía, R.P.J. Perazzo.
Phys. Rev. C 28, 5 (1983) 2183
- Multiplet structure in ^{205}Pb and ^{203}Pb .
J. Blomqvist, R.J. Liotta, C. Pomar, L. Rydström.
Phys. Rev C (en prensa)
- Microscopic description of yrast states in spherical nuclei.
R.J. Liotta, C. Pomar.
Phys. Lett. B 112 (1982) 292
- An interacting quartet-boson model.
J. Dukelsky, P. Federman, R.P.J. Perazzo, H.M. Sofía.
Phys. Lett. B 115 (1982) 359
- The (p,d) reaction: a good test to elucidate the strenght of large energy loss one-step processes.
O. Dragún, A.M.J. Ferrero, A.O. Gattone.
Phys. Lett. B 119 (1982) 25
- The structure of the S and D pairs of the interacting boson model from the Hartree-fock-bogolyubov approximation.
S. Pittel, J. Dukelsky.
Phys. Lett. B 128 (1983) 9

The RPA calculation of bandhead energies in many-boson systems.

J. Dukelsky, G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, H.M. Sofía.

Phys. Lett B 129 (1983) 1

The characteristics of electric dipole strength built on highly-excited continuum states.

A.M. Sandorfi, J. Barrette, M.T. Collins, D.H. Hoffmann, A.J. Kreiner, D. Bradford, S. Steadman, J. Wiggins.

Phys. Lett. B 130 (1983) 19

Some implications of a two-component reduction of dirac phenomenology.

F.D. Cooper, A.O. Gattone, M.H. Macfarlane.

Phys. Lett. B 130 (1983) 359

Cranked hartree approximation for systems with many interaction bosons.

J. Dukelsky, G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, H.M. Sofía

Phys. Lett B 130 (1983) 123

On the calculation of matrix elements from the time-dependent variational principle.

M.C. Cambiaggio, G.G. Dussel, M. Saraceno.

Phys. Lett. B (en prensa)

The Nilsson-Bogolubov and the IBM picture of deformed nuclei.

D.R. Bes, R.A. Broglia, C. Maglione, A. Vitturi.

Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1001

Structure of the single-particle states in spherical nuclei within the framework of the multistep shell-model method.

R.J. Liotta, C. Pomar.

Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1142

Prediction of enhanced large angle scattering in heavy ion elastic reactions.

G.G. Dussel, A.O. Gattone, E.E. Maqueda.

Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2366

Multi-step shell-model description of Sn isotopes.

L. Rydström, J. Blomqvist, R.J. Liotta, C. Pomar.

Phys. Scripta 5 (1983) 149

The nuclear field theory.

D.R. Bes.

Prog. Theor. Phys. Suppl. 74 (1983) 1

Hechos y personajes en la historia de la Asociación Física Argentina.

M.A.J. Mariscotti

Revista de la Asociación Física Argentina 1, (1983) 2

Band structure of the transitional nucleus ^{218}Ra .

J. Fernández Niello, H. Puchta, F. Ries, W. Trautmann.

Progress in particle and nuclear physics, 9. Pergamon Press, 1983. p. 567

Perturbation treatment of the interaction between correlated many-particle states.

R.J. Liotta, C. Pomar.

Zentrum für Interdisziplinäre Forschung. Project n° 2, 1983-1984.

Universitet Bielefeld, W. Germany.

Perturbation theory for a system of fermions in a deformed basis.

D.R. Bes.

(En: Contemporary Research Topics in Nuclear Physics, D.H. Feng, M. Vallieres, M.W. Guidry, L.L. Riedinger, ed. New York : Plenum, 1982. p. 309)

FISICA DEL ESTADO SOLIDO

Ferroelectricity in phase II synthetic troegerite

H.L. Dussel, Lelia Schmirgeld, M.A.R. Benyacar

Ferroelectrics 46, (1982) 25

Phase transitions in $8\text{PbO} \cdot \text{V}_2\text{O}_5$.

R. Baggio, L. Schmirgeld de Wainer, M.A.R. de Benyacar

Ferroelectrics 47, (1983) 9

Phase transitions and physical properties of $\text{Pb}_8\text{V}_{20}\text{O}_{13}$ single crystals

R. Baggio, M.A.R. de Benyacar, H. de Dussel, G. Polla, Lelia Schmirgeld.

Ferroelectrics (en prensa) .

The crystal structure of copper strontiom formate, hydrate $(\text{CuSr}_2(\text{COOH})_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O})$

R. Baggio, P.K. de Perazzo, G. Polla

Acta Crystallographica (en prensa)

On the influence of different parameters on the phase transition temperatures and ferroelectric domain structure in $\text{H}(\text{UO}_2)(\text{AsO}_4) \cdot 4\text{H}_2\text{O}$.

R.F. Baggio, M.A.R. de Benyacar, H.L. de Dussel, P.K. de Perazzo, L. Schmirgeld.

Ferroelectrics (en prensa)

Lattice dynamics and phase transition of acetylene.

Z. Gamba , H. Bonadeo.

J. Chem. Phys. 76, (1982) 6215

Lattice dynamics and crystal stability of bromine

Z. Gamba, E. Halac , H. Bonadeo

J. Chem. Phys. (en prensa)

Vibrational density of states of rare-foes crystals doped with impurities.

A. Frigerio, H. Bonadeo, M. Weissmann , N.V. Cohan.

J. Phys. C: Solid State Phys 16, (1982) 3435

A cryostatic cell for polarised Raman studies

E. Halac, N. Gutierrez

J. Phys. E: Scient. Instrum. 16, (1983) 471

Polarized Raman spectra of a single crystal of bromine

E. Halac, H. Bonadeo

J. Chem. 78, (1983) 643

The effects of anisotropic atom-atom interactions on the crystal structure and lattice dynamics of solid CS_2 .

E. Burgos, R. Righini

Chem. Phys. Letters 96, (1983) 525

Crystal structure and lattice dynamics of chlorine. The role of electrostatic and anisotropic atom-atom potentials.

E. Burgos, C.S. Murtly, R. Righini.

Mol Phys. 47, (1982) 1391

Mössbauer studies of the corrosion reactions in arc furnace refractories. Part I.

C. Saragovi-Badler, C. Puglisi

Ceramic International (en prensa)

Mössbauer studies of the corrosion reactions in arc furnace refractories. Part. II.

C. Puglisi, F. Labenski, C. Saragovi-Badler

Ceramic International (en prensa)

Genesis of sandstone-type uranium deposits in the Sierra Pintada District, Mendoza, Argentina : A Mössbauer study.

F. Labenski, H. Nicolli, C. Saragovi-Badler.

Uranium 1, (1982) 1-18

Influence of a CuSO_4 treatment on atmospheric steel rust formation. A Mössbauer spectroscopy study.

C. Saragovi-Badler, I.A. Maier, F. Labenski.

Corrosion 38, (1982) 206

Effects of growth temperatures and surface roughness on crystal orientation in ice accreted in a dry regime.

L. Levi, F. Prodi.

J. Atmos. Sci, 40, (1983) 1281

Crystal size orientation in ice grown by droplet accretion in wet and spongy regimes

F. Prodi, L. Levi, A. Franzini, C. Scarani.

J. Atmos. Sci, 39, (1982) 2301

Grain Growth in Ice.

L. Levi, E.A. Ceppi.

Il Nuovo Cimento, 5C, (1982) 445

Symmetry and size effects on the determination of critical indices.

Santiago D'Elia, Horacio Ceva.

Phys. Rev. B 26, (1982) 5207

New model hamiltonian with four-spin interactions: phase diagram and formation of domains and walls.

Santiago D'Elia, H. Ceva.

Phys. Rev. B 28, (1983) 4001

Magnetic susceptibility of a model for valence fluctuations between two magnetic configurations: renormalization group approach.

R. Allub, H. Ceva, B. Alascio.

Phys. Rev. B (en prensa)

Newton Everett interpolation of continuous functions

J. Hernando.

Comp. Phys. Comm. 27, (1982) 73

A modification to PLATTSUM, a program that evaluates electrostatic lattice sums by the planewise summation method

J. Hernando, V. Massida.

Comp. Phys. Comm. (en prensa)

Identity relations for a certain type of lattice sums

V. Massida.

Physica 114B, (1982) 327

Numerical method and general discussion of integral equations for the primitive model of the electric interface

L. Blum, J. Hernando, J.L. Lebowitz.

J. Phys. Chem. (en prensa)

Analytical calculation of a class of integrals containing exponential and trigonometric function

V. Massida.

Math. of Comput. (en prensa)

Order-disorder transitions for a two-dimensional lattice of reorientable quadrupoles in the mean-field approximation.

V. Massida, J. H. Hernando.

Physica A (en prensa)

Charge transfer in structurally disordered alloys.

M. Weissmann, N. V. Cohan.

Phys. Stat. Solidi 113, 6 (1982) 395

Charge distribution in structurally disordered systems.

N.V. Cohan, M. Weissmann.

Solid State Comm. 45, (1983) 427

Calculation of the density of states of Pd Nb N_x by the recursion method.

A. M. Llois, M. Weissmann, N.V. Cohan.

Solid State Comm. 44, (1982) 681

Cluster calculation on the interaction and discharge of ions on a silver surface.

M. Weissmann, N.V. Cohan.

Journal of electroanal. chem. 146, (1983) 171

Electronic density of states of incommensurate disordered systems.

A.M. Llois, M. Weissmann, N.V. Cohan.

Phys. Rev. B 27, (1983) 7379

Vibrational density of states of rare gas crystals doped with impurities

A. Frigerio, H. Bonadeo, M. Weissmann, N.V. Cohan.

Journal of Physics C 16, (1983) 3435

Phason and amplitudon-like vibrations of one dimensional incommensurate systems.

N.V. Cohan, M. Weissmann.

Jour. of Phys. C 16, (1983) 5581

Localization in different models for one dimensional in different models for one dimensional incommensurate systems.

A.M. Llois, N.V. Cohan, M. Waissmann.

Phys. Rev. B (en prensa)

Specific adsorption of halogen ions on silver surfaces

M. Jauregui, N.V. Cohan, M. Weissmann.

Journal of Electroanal. Chem. (en prensa)

Comparison between gel grown and solution grown crystals: case of ADP and KDP.

F. Lefaucheux, M.C. Robert, E. Manghi.

J. Cryst. Growth 56, (1982) 141

Hydrogen uranyl arsenate hydrate single crystals: $H_2(UO_2)_2(AsO_4)_2 \cdot 8H_2O$ gel growth and characterization.

E. Manghi, G. Polla.

J. Cryst. Growth 61, 3 (1983) 606

Geología del nunatak Bertrab, Sector Antártico Argentino.

R.O. Toubes Spinelli.

Contribución del Instituto Antártico Argentino, (en prensa)

¿Qué es un mineral?

R.O. Toubes Spinelli.

Ciencia divulgada, año 3, noviembre-enero, 91 (1982/83)

Aluminocopiapita zincífera de la mina Santa Elena, quebrada de la Alcaparrosa, provincia de San Juan.

R.O. Toubes Spinelli.

Rev. Asoc. Arg. Miner., Petrol. y Sedim. 13, 1-2 (1982) 25

Edades potasio-argón de algunas rocas de la Sierra de Valle Fértil, provincia de San Juan.

R.O. Toubes Spinelli.

Rev. Asoc. Geolo. Arg. , (en prensa)

Primera mención de kirovita para la República Argentina.

R.O. Toubes Spinelli.

Rev. Asoc. Arg. Miner., Petrol. y Sedim. (en prensa)

TESIS DE DOCTORADO

Berisso de Etchegoyen, María Cristina

Nuclear structure, nuclear reactions. University of Oxford, 1982.

Di Gregorio, Daniel

Estudio de reacciones de fusión con iones pesados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Gattone, Anibal Osvaldo

Estudio de la contribución a la sección eficaz en el régimen de preequilibrio de los procesos en una y dos etapas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Massidda, Victor

Cálculo de sumas reticulares electrostáticas por el método de "suma por planos". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Pacheco, Alberto

Momento angular en reacciones entre iones pesados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Spina, M.E.

Collectivity and statistics in duply-inelastic heavy ion collisions. Heidelberg, Ruprecht -Karls-Universität, 1983.

TESIS DE LICENCIATURA

Bernath, Martín D.

Cálculo de las funciones de onda distorsionadas paramétricas para aplicar al estudio de la transferencia de partículas alfa entre núcleos deformados. - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Blum, Bárbara

Influencia de defectos en las transiciones de fase del $8\text{PbO.V}_2\text{O}_5$, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Cardona, María Angélica

Rendimientos independientes en la fisión de uranio con neutrones térmicos y rápidos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Carpintero, Eladio

Códigos de computación para análisis de perfil Compton. Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional del Centro, Tandil, 1983.

Curutchet, Patricia

Cálculo de anarmonicidades de estados colectivos de núcleos esféricos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1982.

Figliola, María Alejandra

Coefficiente de viscosidad, tensor de tensiones y algebra de operadores. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Gonzalez, Alejandro Daniel

Extensión del formalismo de máxima entropía en sistemas tridimensionales y problemas de perturbaciones. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Jáuregui, Nélida Marcela

Estudio teórico de la adsorción de iones sobre superficies metálicas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Lenzi, Silvia

Cálculo autoconsistente de los factores de forma para transferencia de varios nucleones. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Mota, Virginia de la

Evolución temporal de variables dinámicas y principio de máxima entropía. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1982.

Nievas, Graciela Viviana

Determinación de la estructura cristalina y atómica del formiato de cobre y estroncio hidratado, Instituto Nacional de Profesorado Técnico, 1983.

Rocco, Carmelo J.

Generador de un haz de neutrones rápidos para experiencias en física nuclear. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Salem, Lázaro

Relevancia del estado de momento angular en el análisis de reacciones de transferencia entre iones pesados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1983.

Scoccola, Norberto N.

Aplicación del esquema perturbativo de diagramas plegados a la teoría de campos nucleares. Instituto J.A. Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, 1982.

INFORMES INTERNOS

Identificación de minerales radiactivos mediante rayos X.

R. Toubes Spinelli

CNEA-NT 7/82, 1982

Nuclear Physics Workshop (5. : 1982 : Chapadmalal, Prov. de Buenos Aires, Argentina)

CNEA-NT 20/82, 1982

Aprovechamiento directo de la energía solar. Estado actual y perspectivas.

W. Scheuer, J.A. Moragues.

CNEA-NT 1/83, 1983

Sistema a torre central para el aprovechamiento de la energía solar. Estado actual de su desarrollo.

J. A. Moragues.

CNEA-NT 19/83, 1983

Collector for intermediate temperature application.

J. A. Moragues

CNEA-AC 39/82, 1982

COMUNICACIONES PRESENTADAS A REUNIONES Y CONFERENCIAS

Reunión Nacional de Física (1982 : La Plata, Argentina)

Fluctuaciones de valencia entre dos configuraciones magnéticas:
grupo de renormalización.

R. Allub, H. Ceva, B. Alascio.

Transiciones orden-desorden en una red bidimensional de cuadrupolos.
V. Massida , J. Hernando.

Densidad de estados electrónicos de sistemas inconmensurados con desorden.
A.M. Llois, M. Weissmann, N.V. Cohan.

Fasones , amplitudones en sistemas inconmensurados unidimensionales.
N.V. Cohan, M. Weissmann.

Construcciones de las configuraciones no equivalentes de "Clusters" finitos con desorden celular usando teoría de grupos.
H. Bonadeo.

Mezcla de configuraciones en modelos con solución exacta.
M.C. Cambiaggio, A. Plastino , L. Szybisz.

Comparación entre dos métodos de máxima superposición.
M. Cambiaggio , A. Plastino.

Dinámica de redes , transición de fase del cristal de acetileno (CrH_2).
Z. Gamba , H. Bonadeo.

Nueva regla para el cálculo de denominadores en diagramas de la NPT.
D.R. Bes , N. Scoccola.

Estados de cuasi-partículas en nucleos esféricos.
R.L. Liotta , C. Pomar.

Ancho de la función excitación de decaimiento .
G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, S.L. Reich , H.M. Sofía.

Hacia una descripción microscópica de la discontinuidad en el gráfico de Mallman.
A.J. Kreiner , C. Pomar.

Hartree-Fock-Bogoliubov en un espacio restringido.
J. Dukelsky, G.G.Dussel , H.M. Sofía.

Estructura del ^{186}Ir , condiciones generales para el desacoplamiento en nucleos doblemente impares.
D. Di Gregorio, A.J. Fendrik, A.J. Kreiner, J. Davidson, M. Davidson.

Búsqueda de estados vibracionales de dos fonones octupolares en el ^{207}Pb .

D.R. Bes, M.A.J. Mariscotti, S.L. Reich, H.M. Sofía.

Estados de alto momento angular en el ^{100}Rh .

M. Behar, A.M.J. Ferrero, G.García Bermúdez, M.A.J. Mariscotti,
C. Baktash.

Bandas rotacionales en ^{75}Kr .

G.García Bermúdez, C.Baktash, C. Lister

Obtención autoconsistente del factor de forma para la transferencia
de varios nucleones.

S.M. Lenzi, E. Maqueda.

Estructuras simplécticas asociadas a la interacción de fragmentos
nucleares.

M. Saraceno.

Efectos de apareamiento de nucleones en procesos de fisión.

D.Napoli, D. Otero, A. Plastino, A. N. Proto.

Teorema de Ehrenfest , teoría de la información en la aproxima-
ción termodinámica.

D. Otero, A. Plastino, A.N. Proto.

Tensor no local de tensiones.

E. Duering, D. Otero, A. Plastino, A. Proto, M.A. Figliola

Generalización de la respuesta lineal.

E. Duering, D.Otero, A. Plastino, A. Proto.

Invariantes dinámicos.

E. Duering, D. Otero, A. Plastino, A.N. Proto., G. Zannoli.

Cálculo de la densidad de estados de NbN_x por el método de
recurrencia.

A.M. Llois, N.V. Cohan, M Weissmann.

Crecimiento en el gel , caracterización de monocristales de arseniato de
uranilo e hidrogeno hidratado (HUAsh).

E. Manghi , G. Polla.

Hamiltonianos no lineales , teoría de la información.

G. Zannoli, D. Otero, A. Plastino, A. Proto.

Anomalías en algunas propiedades físicas del $8\text{PbO.V}_2\text{O}_5$

Ricardo Baggio, María A. R. de Benyacar, Hilda L. de Dussel , Lelia
Schmirgeld, Diana Zadunaisky

Transiciones de fase en HUAsh: histeresis térmica de la transición fase
III-Fase II .

M.A. Rodríguez de Benyacar, H. Lanza de Dussel, P. Köning de Perazzo, Lelia
Schmirgeld.

Interacción y descarga de iones sobre una superficie de plata.

M. Weissmann , N.V. Cohan.

Cálculo de anarmonicidades de estados colectivos en nucleos esféricos.

P. Curutchet, H.M. Sofía.

Densidad de estados vibracionales de cristales de fases nobles impurificados.

A. Frigerio, H. Bonadeo, M. Weissmann, N.V. Cohan.

Espectros Raman polarizados de monocristal de bromo.

E. Halac, H. Bonadeo.

Caracterización parcial de la evolución estructural del sistema amorfo $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$.

P. Esquinazi, B. Guillet, H.L. de Dussel.

Síntesis y caracterización de monocristales de $\text{H}_2(\text{UO}_2)_2(\text{AsO}_4)_2 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$.

E. Manghi, G. Polla.

INS International Symposium on Dynamics of Nuclear Collective Motion (1982 : Mt. Fuji, Tokyo)
Proceedings.

Summary talk.

D.R. Bes.

Simposio Latinoamericano de Física de Superficies (2 : 1982 : Puebla, México)

Ecuaciones integrales y reglas de suma para el modelo primitivo de una interfase electrodo-electrolito.

L. Blum, J. Hernando.

American Physical Society. Meeting (1982 : Washington, D.C.)

Fusion of $^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$ and compound nucleus limitations in ^{27}Al .

D. E. Di Gregorio, J. Gomez del Campo, Y.-d. Chan, J.L.C. Ford, Jr., I. Shapira, M.E. Ortiz.

Bull. Am. Phys. Soc. 27 (1982) 478

Reuniao de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil (5.: 1982 : Itatiaia, Brasil) En: Revista brasileira de física, sept. 1982.

Actividades del grupo de física nuclear teórica de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

Silvia L. Reich.

Actividades del grupo de física experimental de la CNEA.

A.J. Kreiner.

The time dependent variational description of the scattering on nuclear fragments.

M. Saraceno.

Nuclear Physics Workshop (5 : 1982 : Chapadmalal, Prov. de Buenos Aires)
Comisión Nacional de Energía Atómica. CNEA-NT 20/58

One and two step processes contribution to the cross section in the preequilibrium regime.

A.O. Gattone, O. Dragún, A.M.J. Ferrero. p. 366

Excitation of the octupole vibration in ^{154}Sm .
O. Dragún, H. Massmann, G. Ramírez. p. 368

Wigner versus Heisenberg processes in pair-exchange reactions.
D.R. Bes, O. Dragún, E. Maqueda. p. 370

Quantal description of the discontinuity in Mallmann's plot.
A.J. Kreiner. p. 379

Structure of ^{186}Ir and general conditions for decoupling in doubly odd nuclei.
D. Di Gregorio, A.J. Fendrik, A.J. Kreiner. p. 382

An interacting quartet-boson model.
J. Dukelsky, P. Federman, R.P.J. Perazzo, H. Sofia. p. 384

Cluster of nucleons as elementary modes of excitation in nuclei.
G.G. Dussel, R.J. Liotta, R.P.J. Perazzo. p. 387

A description of the TANDAR facilities.
E. Pérez Ferreira. p. 145

Some ideas of external users.
M.A.J. Mariscotti. p. 155

Concluding remarks.
D.R. Bes. p. 141

Asociación Física Alemana . Jornadas (1982 : Karlsruhe. Alemania)

Strukture der Yrastzustände in ^{218}Ra .
J. Fernández Niello, H. Puchta, F. Riess, W. Trautmann.

Nordic Meeting on Nuclear Physics (1982 : Djurland, Denmark)

Multi-step shell-model description of Sn Isotopes.
L. Rydström, J. Blomqvist, R.J. Liotta, C. Pomar.

IAEA. Advisory Group Meeting on Data Acquisition Systems (1982 : Viena, Austria)

Preventive maintenance, service and repair of data acquisition systems.
D. Camín.

Nordic Meeting on Nuclear Physics (1982 : Djurland, Denmark)

Multi-step shell-model description of Sn Isotopes.
L. Rydström, J. Blomqvist, R.J. Liotta, C. Pomar.

Reunión Nacional de Física (1983 : Tucumán, Argentina)

Síntesis y caracterización de monocristales de oxalatos de Bismuto.
G.Polla, R. Baggio, E. Manghi, P.K. de Perazzo.

Teoría de transiciones de fase: un nuevo paradigma. Informe.
H. Ceva.

Modelos colectivos nucleares. Informe.

R.P.J. Perazzo.

Análisis de la interacción dispersora de 3 cuerpos en sólidos.

E. Burgos.

Transformación topotáctica en $\text{CuSr}_2(\text{COOH})_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$.

P.K. de Perazzo, R. Baggio, M.A.R. de Benyácar, G. Polla

Dinámica de redes y estabilidad del cristal de Bromo.

Z. Gamba, E. Halac, H. Bonadeo

Estructuras colectivas en ^{189}Tl .

A.J. Kreiner, H.O. Mosca, L. Riedinger

Bandas rotacionales en ^{180}Re .

D.Abriola, J.Davidson, M. Davidson, A.J.Kreiner, C.Pomar, P.Thieberger.

Estados a alto momento angular en el ^{76}Rb .

G.García Bermúdez, C. Baktash, C. Lister.

Estructura del nucleo transicional ^{218}Ra .

C. Mittag, F. Riess, J. Fernández Niello, H. Sofía, G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo.

Estudio de estados de alto espín en ^{217}Ra .

C. Mittag, F. Riess, H. Puchta, J. Fernandez Niello.

Asignación de cascadas de alto espín en isotopos de ^{98}Rh y ^{98}Pd .

M. Behar, A.M.J. Ferrero, A. Filevich, A.O. Machiavelli.

Excitación de dos partículas y dos agujeros.

G.G. Dussel, R.J. Liotta, C.Pomar, S. Reich.

Análisis microscópico de los estados excitados de baja energía en el

^{205}Pb y ^{203}Pb .

J. Blomqvist, R.J. Liotta, C. Pomar.

Nuevo método para interpretar bandas rotacionales desacopladas.

A.J. Kreiner.

Factores de forma para transferencia de varios nucleones.

S.M. Lenzi, E.E. Maqueda.

Cálculo de secciones eficaces de dispersión inelástica de ^{12}C de 70.4 MeV por isotopos de Nd utilizando el método de la matriz S dependiente de coordenadas intrínsecas.

O. Dragún, J. Testoni, M. Bernath, H. Massmann.

Tratamiento perturbativo DWBA modificado, aplicado a la transferencia de partículas alfa entre nucleos deformados.

M. Bernath, O. Dragún, J. Testoni, H. Massmann.

Localización en diferentes modelos inconmensurados unidimensionales.

Ana María Llois, Norah V. Cohan, Mariana Weissmann.

Crecimiento en el gel y caracterización de monocristales de oxalatos de bismuto.

G. Polla, R. Baggio, E. Manghi, P.K. de Perazzo.

Transformaciones de dualidad en un modelo con interacciones de cuatro spins.

Santiago D'Elia.

El algebra de operadores en un modelo con interacciones de cuatro spins.

Santiago D'Elia.

Formación de paredes en un nuevo Hamiltoniano (RCHB) con interacciones de cuatro espines.

Santiago D'Elia, Horacio Ceva.

Determinación del diagrama de fases del Hamiltoniano RCHB mediante la técnica del Monte Carlo.

Santiago D'Elia, Horacio Ceva.

Interacción cuadrupolo-cuadrupolo y transiciones orden-desorden en redes bidimensionales, con aplicación a N_2 sobre grafito.

V. Massida, J. Hernando.

Invariantes dinámicos de 2° orden.

E. Duering, D. Otero, A. Plastino, A.N. Proto.

Interacción cuadrupolar dinámica en el oscilador armónico.

E. Düering, D. Otero, A. Plastino, A.N. Proto, M.S. Torre.

Cálculo de intensidades Raman e infrarrojas del acetileno cristalino.

Z. Gamba, H. Bonadeo.

Variación de resolución en ensanchamiento Doppler.

E. Carpintero, D. Otero, A.N. Proto, A.H. Somoza.

Correlaciones angulares y ensanchamiento Doppler en aniquilación de positrones.

D. Otero, A.N. Proto, A.H. Somoza.

Análisis local de defectos por aniquilación de positrones.

E. Carpintero, D. Otero, A.N. Proto, R. Romero.

Influencia de impurezas sustitucionales e irradiación en las transiciones de fase del $Pb_8V_{20}O_{13}$.

M. Benyacar, B. Blum, H. Dussel, G. Polla, L. Schmirgeld.

Validez de los primeros ordenes de la NFT en el problema de cuatro partículas en una capa-j.

N. Scoccola, D.R. Bes.

Cálculo de elementos de matriz a partir del principio variacional dependiente del tiempo.

M.C. Cambiaggio, G.G. Dussel, M. Saraceno.

Aproximación de Hartree constreñida a un valor promedio dado del momento angular para sistemas compuestos de muchos bosones.

J. Dukelsky, G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, H.M. Sofia.

Cálculo de las cabezas de bandas de energía en sistemas de muchos bosones utilizando la aproximación de fases al azar.

J. Dukelsky, G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, H.M. Sofía.

Tratamiento perturbativo de un sistema de fermiones deformado.

D.R. Bes, R.J. Liotta, M.T. Mehr.

Distribución de carga en el punto de escisión en fisión fría.

D.R. Napoli, D. Otero, A. Plastino, A.N. Proto.

International Conference on Nuclear Physics (1983 : Florence, Italy)

Proceedings. v. 1. Contributed papers

Calculation of matrix elements from the time dependent variational principle.

M.C. Cambiaggio, G.G. Dussel, M. Saraceno.

Towards a geometric theory of collective motion.

P. Kramer, M. Saraceno, Z. Papadopoulos, W. Schweizer.

Hartree-Bose and RPA for many bosons systems.

J. Dukelsky, G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, H.M. Sofía.

Decoupling phenomena in doubly odd deformed nuclei: structure of ^{186}Ir .

A.J. Kreiner, D.E. Di Gregorio, A.J. Fendrik, J. Davidson, M. Davidson.

Search for two octupole phonon states in ^{208}Pb .

M.A.J. Mariscotti, D. R. Bes, S.L. Reich, H.M. Sofía, W. F. Davidson, P. Hungerford, W.R. Kane, S.A. Kerr, W. Gelletly.

IBA description of the ^{218}Ra Spectrum.

J. Dukelsky, J. Fernández Niello, H.M. Sofía, R.P.J. Perazzo.

The contribution of one and two-step processes to inclusive (p,d) reactions.

A.O. Gattone, O. Dragún, A.M.J. Ferrero.

Time dependent variational calculation of ^{-16}O scattering.

M. Saraceno, L.F. Canto, R. Donangelo.

Resonances of surface waves and of geometrical rays in ion-ion scattering from an optical potential.

A.R. Farhan, A. Nagl, B. Stoyanov, H. Überall, M. de Llano, Olga Dragún, E. Maqueda, J. R. Seaborn.

Form factors for many nucleon transfers.

S.Lenzi, O. Dragún, E.E. Maqueda.

Spectroscopy of ^{217}Ra .

C. Mittag, H. Puchta, F. Riess, J. Fernández Niello.

Workshop nuclear collective states (1983 : Suzhou, China)

Proceedings. Contributed papers.

Self consistent solutions of many bosons Hamiltonians.

J. Dukelsky, G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, H. Sofía.

International Conference on Highly Excited States of Nuclei
(1983 : Orsay, Francia)
Proceedings

The second moment of the strength function in the RPA.
G.G. Dussel, R.P.J. Perazzo, S.L. Reich, H.M. Sofia.

International Symposium on Nuclear Quadrupole Resonance Spectroscopy
(7. : 1983 : Queen's University, Kingston, Canada). Proceedings.

Crystal field and charge transfer in mixed salts of TCNQ.
J. Murgich, J.A. Hernando, V. Massida, H. Soscun.

European Meeting on Ferroelectricity (5.: 1983 : Benalmádena, España)

Phase transitions and physical properties of $\text{Pb}_{82}\text{V}_{20}\text{O}_{13}$ single crystals.
R. Baggio, M.A.R. de Benyacar, H.L. de Dussel, G. Polla, L. Schmirgeld.

On the influence of different parameters on the phase transition temperatures and ferroelectric domain structure in $\text{H}(\text{UO}_2)(\text{AsO}_4) \cdot 4\text{H}_2\text{O}$.
R. Baggio, M.A.R. de Benyacar, H.L. de Dussel, P.K. de Perazzo, L. Schmirgeld.

Congreso Iberoamericano de Cristalografía (8.: 1983 : Buenos Aires)

Estructura del formiato de Cu y Sr hidratado $((\text{CO}_2\text{H})_6 \text{CuSr}_2 8\text{H}_2\text{O})$.
R. Baggio, P.K. de Perazzo, G. Nieves.

International Symposium on Nuclear Quadrupole Resonance Spectroscopy
(7: 1983 : Kingston, Canadá)

Crystal field and charge transfer in mixed salts of TCNQ
J. Murgich, J. Hernando, V. Massida, H. Soscun.

Congreso del Programa Nacional de Electrónica (1983 : Buenos Aires, Argentina)

La norma CAMAC. Desarrollo locales.
D. Camín.

Controlador de TRC en norma CAMAC.
D. Camín, T. Schmukler.

Controlador autónomo para norma CAMAC.
M. Satinosky, T. Schmukler.

Asociación Argentina de Tecnología Nuclear. Reunión Científica (11. : 1983 : Buenos Aires, Argentina)

Diseño de un espectrómetro magnético para partículas cargadas.
M.C. Berisso, A. Etchegoyen, J.J. Rossi.

El Acelerador de Iones Pesados TANDAR; estado actual del proyecto.
E. Pérez Ferreira.
Sistema de control del acelerador TANDAR.
D.V. Camín, S. Tau.

Pruebas de tensión del acelerador TANDAR.
C. Bolaños, A. Ceballos, N. Fazzini, A. Filevich, H. González, J. Rossi, S. Tau, J. Testoni.

Calibración del voltímetro generador del acelerador TANDAR de 20 Mv.
D. Camín.

Sistema de control del proyecto Nave.
J. Mónico, M. Satinsky.

El Inyector: estado actual y posibilidades futuras.
A. Tersigni, M. González.

Montaje del Acelerador Electrostático de Iones Pesados TANDAR.
A. Binda, N. Fazzini, E. Garay Ramos, H. González, B. Ietri, J. Laffranchi, E. Lolago, C. Míguez, A. Morales, C.A. Palacio, M. Professi, J.C. Rodríguez, J. Vidallé.

Congreso Argentino de Reumatología (26. : 1983 : Mendoza, Argentina)
Símpoio Internacional de Enfermedades del Tejido Conectivo (2.: 1983 : Mendoza, Argentina)

Estudio cristalográfico de calcificaciones heterotópicas en pacientes con enfermedades del tejido conectivo.
R.O. Toubes, M.A.R. de Benyacar, O. Hüsbscher.

Reuniao de Trabalho de Fisica Nuclear (6. : 1983 : Itatiaia, Brasil)

Aceleradores de Iones Pesados.
M.A.J. Mariscotti.

Asociación Física Alemana. Jornadas (1983: Münster, Alemania)

Lifetime measurements in ^{218}Ra
C.Mittag, J. Fernández Niello, F. Riess.

Spectroscopy of ^{217}Ra .
C. Mittag, J. Fernández Niello, H. Puchta, F. Riess.

Symposium on Panamerican Collaboration (2. : 1983 : Rio de Janeiro, Brasil)

Nuclear Physics in Argentina.

M.A.J. Mariscotti.

Panamerican Workshop on Condensed Matter Theories (7 : 1983 : Altemberg, Alemania)

Classical phase space description of quantum effects in nucleus-nucleus scattering.

M. Saraceno

International Colloquium on Group Theoretical Methods in Physics (12. : 1983 : Trieste, Italy)

Proceedings.

Quantum effects in classical phase space: symplectic structures associated to the scattering on nuclear fragments.

P. Kramer, M. Saraceno.

Tandem Conference (6. : 1983 : Daresbury, England)

The Buenos Aires tandem accelerator facility.

E.Pérez Ferreira, E.Achterberg, D.Camín, A.Ceballos, N.Fazzini, A.Filevich, H.Gonzalez, A.Jech, M.A.J.Mariscotti, J.Milberg, J.Nicolai, R.Requejo, R.Ribarich, J.J.Rossi, S.Tau, A.Tersigni, J.Testoni, E.Ventura.

The SF₆ gas handling system for the Buenos Aires 20MV accelerator

N.Fazzini, H.Gonzalez, J.Nicolai, R.Requejo, E.Ventura, G.Feimberg, G.Gidekel, P.Goldschmidt.

Asociación Argentina de Energía Solar. Reunión de Trabajo (8. : 1983 : La Pampa, Argentina)

Actas. (en prensa)

Utilización de concentradores de radiación solar para la generación de calor para uso industrial en la Argentina.

C. Franciulli, J.A. Moragues.

Instalación térmica para ensayo de concentradores.

E. Mezzabolta, J. Di Santo, C. Franciulli, H. Bajano, C. Bruno, J.M. Kesque, J.A. Moragues.

Pautas para el llamado a concurso de anteproyectos para un edificio administrativo con aprovechamiento de energía solar y diseño para el ahorro de energía.

J.C. Fucaraccio, J. A. Moragues, R.O. Nicolás, A. Rapallini, W. Scheuer, A.A. Elisei

Sistema de seguimiento para concentradores de foco lineal.

C.J. Bruno, J.J. Nicolás.

I N D I C E

Introducción	1
--------------------	---

TANDAR

I.	ACELERADOR DE IONES PESADOS	
I.1	Instalaciones electromecánicas para el Proyecto Tandar	1
I.2	Montaje del acelerador electrostático de iones pesados	2
I.3	El inyector y fuentes de iones	4
I.4	Montaje y puesta en marcha de la planta de SF ₆	7
II.	LABORATORIOS DE APOYO	
II.1	Laboratorio de blancos	9
II.2	Detector telescópico Δ E-E para la identificación de iones pesados	10
II.3	Diseño y construcción de un sistema para evaluar precipitación de Li en detectores de Germanio	11
II.4	Calibración del generador voltimétrico del acelerador Tandar utilizando un divisor capacitivo	14
II.5	Convertidor analógico digital para uso nuclear	16
II.6	Controlador de video en norma CAMAC	18
II.7	Identificador de partículas	20
II.8	Controlador proporcional de temperatura	21
II.9	Electrónica de control de la fuente de iones del Proyecto NAVE	22
III	INSTRUMENTAL PARA SALAS EXPERIMENTALES	
III.1	Espectrómetro magnético	25
III.2	Línea experimental de la cámara de dispersión multipropósito.	25
III.3	Núcleos alejados del valle de estabilidad (NAVE)	26
III.4	Cámara de dispersión de iones pesados	27
III.5	Facilidades experimentales dedicadas a la espectroscopía gama y de electrones en línea	28

FISICA NUCLEAR

I.	ESTRUCTURA NUCLEAR	
I.1	Descripción de los isótopos de Sn mediante el modelo de capas en etapas sucesivas	29
I.2	Cálculo de núcles par-par mediante el método de capas en etapas sucesivas	29
I.3	Múltipletes de estados en la estructura del ^{205}Pb y ^{203}Pb ...	32
I.4	Aplicación del método del modelo de capas en etapas sucesivas a núcleos livianos	33
I.5	Tratamiento perturbativo de la interacción entre estados correlacionados de muchas partículas	35
I.6	Hacia una descripción microscópica de la discontinuidad del gráfico de Mallmann	39
I.7	Descripción cuántica de la discontinuidad en el gráfico de Mallmann	40
I.8	Distribución de carga y efectos de apareamiento en fisión fría	41
I.9	Cálculo de elementos de matriz a partir del principio variacional dependiente del tiempo	41
I.10	Cálculos de mezclas de configuraciones en modelos con solución exacta	42
I.11	Superposición máxima y fenómenos críticos	42
I.12	Sobre un esquema iterativo para la solución de ecuaciones variacionales con vínculos	42
I.13	Métodos para describir la coexistencia de grados de libertad competitivos en un sistema de muchos cuerpos	43
I.14	Correlación de pares en sistemas bosónicos	43
I.15	Un modelo de bosones de cuartetos en interacción	46
I.16	El núcleo como un condensado de vibraciones de pairing monopulares y cuadrupolares	46
I.17	Búsqueda de estados de dos fonones octupolares en el ^{108}Pb ..	47
I.18	Dos partículas correlacionadas en la aproximación de la serie principal	47
I.19	Interacciones separables y estados excitados en núcleos de capa abierta	48
I.20	El cálculo de RPA de cabezas de bandas rotacionales para sistemas de muchos bosones	48

I.21	Conexión entre operadores de un cuerpo en los espacios bosónicos y fermiónicos	49
I.22	Los momentos de la función excitación	49
I.23	Aproximación de Hartree "crankeado" para sistemas de muchos bosones en interacción	49
I.24	Asignación de cascadas de spin alto a los isótopos ^{98}Rh y ^{98}Pd	50
I.25	Tratamiento del grado de libertad de apareamiento por el método de la ecuación en movimiento	50
I.26	Estructura de los estados de alto spin del ^{100}Rh	51
I.27	Nuevos datos para el controversial esquema del ^{100m}Rh	51
I.28	Estados de alto spin en ^{218}Ra	53
I.29	Evidencia de bosones g en el espectro del ^{218}Ra	53
I.30	Estudio de estados de alto spin en ^{217}Ra	54
I.31	Deformaciones del núcleo ^{75}Kr	54
I.32	Estructura de bandas en el ^{76}Rb	57
I.33	Nuevo método para interpretar bandas rotacionales desacopladas	59
I.34	Doble desacoplamiento en núcleos doblemente impares deformados: Estructura del ^{186}Ir	60
I.35	Estados excitados en ^{188}Ir poblados mediante la reacción $(\alpha, 3n)$	61
I.36	Estado isovectorial colectivo con $K = 1^+$ en núcleos deformados	62
I.37	Tratamiento perturbativo del movimiento rotacional	63
I.38	Validez de los ordenes más bajos de la NFT	64
I.39	Estudio de los pares S y D del IBM	66
I.40	Reducción de la diferencia de energías de los niveles $2p_{1/2} - 2p_{3/2}$ en la región de masa correspondiente al Sr-Zr..	66
I.41	Manual para el código Modelo de Capas: OXBASH	66
II.	REACCIONES NUCLEARES	
II.1	Cálculo de secciones eficaces basados en el formalismo de la matriz de colisión dependiente de coordenadas intrínsecas.	67
II.2	Investigaciones de reacciones nucleares	67
II.3	Determinación de espines a través de correlaciones angulares α -d y análisis DWBA de transferencia alfa en estados de alta energía del ^{18}F	68

II.4	Transferencia de tres partículas sobre ^{14}N	69
II.5	Un estudio sobre la reacción $^{26}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{B})^{26}\text{Al}$	69
II.6	Secciones eficaces de fusión para $^{10}\text{B}+^{17}\text{O}$	70
II.7	Secciones eficaces de fusión, de reacciones directas y totales de reacción para el sistema $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$ con $E_{^{14}\text{N}}$ hasta 180 MeV	70
II.8	Secciones eficaces de fusión de $^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$ y limitación del núcleos compuesto en ^{27}Al	71
II.9	Secciones eficaces de fusión para el sistema $^{12}\text{C}+^{15}\text{N}$	72
II.10	Procesos de fusión y periféricos en las colisiones de $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ y $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$	72
II.11	Estudio de resonancias gigantes en ^{208}Pb	73
II.12	Distribución de carga y efectos de apareamiento en fisión fría	74
II.13	Predicción de dispersión anómala de iones pesados	74
II.14	Reacciones de intercambio de pares o de doble intercambio de carga	74
II.15	Factores de forma para transferencia de varios nucleones	75
II.16	La reacción (p,d): un buen método para develar la sección eficaz de los mecanismo de una etapa con gran pérdida de energía	75
II.17	Contribución de procesos en una y dos etapas a reacciones (p,d) inclusivas	76
II.18	Emisión de partículas alfa en la reacción profundamente inelástica $^{165}\text{Ho}+^{181}\text{Ta}$ a 1354 MeV	76
II.19	Momento angular, equilibrio estadístico y fisión secuencial en sistemas muy asimétricos	77
II.20	Efecto de la fluctuaciones estadísticas sobre la medición de la energía total y la multiplicidad de los rayos gama emitidos en reacciones profundamente inelásticas	77
II.21	Impulso angular intrínseco de los fragmentos generados en las reacciones $^{20}\text{Ne}+^{197}\text{Au}$ y ^{238}U a 12.6 MeV nuclear	78
II.22	Tratamiento estadístico de la depolarización del espín transferido en sistemas asimétricos	78
II.23	Evidencia sobre la existencia de fluctuaciones de espín en la reacción profundamente inelástica $^{165}\text{Ho}+^{165}\text{Ho}$ a 8.5 MeV/amu .	79
II.24	Transferencia y alineación del momento angular en reacciones profundamente inelásticas en sistemas casi simétricos	79

II.25	Características de intensidad dipolar eléctrica basada en estados altamente excitados del continuo	80
II.26	Descripción variacional dependiente del tiempo de la dispersión alfa-alfa	81
II.27	Estudio de la reacción $\alpha - {}^{16}\text{O}$	81
II.28	Algunas magnitudes física de interés en reacciones nucleares y su dependencia respecto del sistema proyectil-blanco: curvas características para el acelerador TANDAR	81

FISICA DEL ESTADOS SOLIDO

I.	ESPECTROSCOPIA VIBRACIONAL	
I.1	Espéctros Raman polarizados de un monocristal de Bromo	83
I.2	Dinámica de redes y estabilidad del cristal de Bromo	83
I.3	Celda criostática para estudio de Raman polarizado	83
II.	CRISTALOGRAFIA Y TRANSICIONES DE FASE	
II.1	Estructura cristalina del formiato de cobre y estroncio hidratado $\text{CuSr}_2 (\text{COOH})_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$	84
II.2	Transformaciones topotácticas del $\text{CuSr}_2 (\text{COOH})_6 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$	84
II.3	Transiciones de fase en $8\text{PbO} \cdot \text{V}_2\text{O}_5$	85
II.4	Transiciones de fase y propiedades física de monocristales de $\text{Pb}_8\text{V}_{20}\text{O}_{13}$	85
II.5	Estructura de dominios ferroeléctricos e influencia de distintos parámetros sobre la temperatura de transición $\text{H}(\text{UO}_2) (\text{AsO}_4) \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	86
II.6	Ferroelectricidad en la fase II de la troegerita sintética ..	86
II.7	Estudio cristalológico de las calcinosis en las enfermedades del tejido conectivo	87
II.8	Identificación de minerales radioactivos mediante rayos X ..	87
II.9	Estudio cristalográfico de calcificaciones heterotópicas en pacientes con enfermedades de tejido conectivo	88
II.10	Alumnicopiapita zincífera de la Mina Santa Elena, Quebrada de la Alcaparrosa, Prov. de San Juan	88
II.11	Primera mención de Kirovita para la República Argentina	89

III.	CRECIMIENTO DE CRISTALES	
III.1	Crecimiento en gel y caracterización de monocristales de $H_2(UO_2)_2(AsO_4)_2 \cdot 8H_2O$	90
III.2	Síntesis de monocristales de oxalatos de bismuto por dos técnicas diferentes	90
III.3	Nucleación de nuevas orientaciones en gotas congeladas sobre un sustrato de helio	91
III.4	Crecimiento de grano de hielo	91
III.5	Efectos de las temperaturas de crecimiento y de las rugo- sidades de la superficie sobre la orientación de los cristales en hielo acrecido en régimen seco	92
III.6	Tamaño y orientación de cristales en hielo crecido por acreción en gotas en crecimiento húmedo y esponjoso	93
IV.	ESPECTROSCOPIA MÖSSBAUER	
IV.1	Análisis de muestras de biotitas argentina por medio de la espectroscopía Mössbauer	95
IV.2	Estudios cuantitativos de glóbulos rojos talasémicos por medio de la espectroscopía Mössbauer	95
IV.3	Estudios Mössbauer de reacciones de corrosión en refractarios de horno de arco eléctrico - Parte I	96
IV.4	Estudios Mössbauer de reacciones de corrosión en refractarios de horno de arco eléctrico - Parte II	97
IV.5	Estudio de minerales de arcilla provenientes de la Prov. de Córdoba, Argentina, mediante la espectroscopía Mössbauer	98
V.	TEORIA EN SOLIDOS	
V.1	Interacción y descarga de iones sobre una superficie de plata.	99
V.2	Cálculo de la densidad de estados NbN_x por el método de recurrencia	99
V.3	Densidad de estados electrónicos de sistemas inconmensurados con desorden	100
V.4	Fasones y Amplitudones en sistemas inconmensurados unidimensionales	100
V.5	Localización en diferentes modelos de sistemas inconmensurados unidimensionales	101
V.6	Adsorción específica de iones halógenos sobre superficies de plata	101

V.7	Cálculo analítico de una clase de integrales que contienen funciones exponenciales y trigonométricas	101
V.8	Transiciones orden-desorden en una red bidimensional de cuádrupolos reorientables en la aproximación de campo promedio	102
V.9	Programa para el cálculo de sumas reticulares en dos dimensiones	102
V.10	Método numérico y discusión general de ecuaciones integrales para el modelo primitivo de la interfase electrificada	103
V.11	No universalidad en un Hamiltoniano modelo con interacciones de cuatro spines	103
V.12	Transformaciones de dualidad en un Hamiltoniano modelo con interacciones de cuatro spines	104
V.13	Determinación por Montecarlo del diagrama de fases de un modelo con un Hamiltoniano con interacciones de cuatro spins ..	104
V.14	Un nuevo modelo con interacciones de cuatro spins: diagrama de fases y formación de dominios y paredes	105
V.15	Susceptibilidad magnética de un modelo con fluctuaciones de valencia entre dos configuraciones magnéticas: tratamiento con el grupo de renormalización	105
V.16	Estructura cristalina y dinámica reticular del cloro. El rol de los potenciales electrostáticos y anisotrópicos átomo-átomo	106
V.17	Efectos de las interacciones anisotrópicas átomo-átomo sobre la estructura cristalina y la dinámica reticular del CS ₂ sólido	106
V.18	Densidad de los estados vibracionales de cristales de gases nobles impurificados	107
VI.	APLICACION A GEOLOGIA	
VI.1	Geología de nunatak Bertrab, Sector Antártico Argentino	108
VI.2	Edades potasio-argon de algunas rocas de las sierras de Valle Fértil, Prov. de San Juan	108
VI.3	¿Qué es un mineral?	109

ENERGIA SOLAR

I.1	Estudios experimentales y teóricos de concentradores de radiación solar	111
I.2	Conversión fotovoltaica	112

APENDICE

Personal	113
Publicaciones	119
Indice	139

